

ACADEMIE DE MONTPELLIER

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

T H E S E

présentée à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc
pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences Physiques

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'ELECTROREFLEXION,
APPLICATIONS SPECTROSCOPIQUES DANS LES SEMI - CONDUCTEURS.

par

Claude ALIBERT

Soutenue le 27 Avril 1973 devant la Commission d'Examen.

JURY :	M. M. SAVELLI		Président
	M. B. PISTOULET	}	Assesseurs
	M. G. BORDURE		
	M. M. CARDONA	}	Invités
	M. M. RODOT		
	M. A. LAUGIER		

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548321_0035

ACADEMIE DE MONTPELLIER

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

T H E S E

présentée à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc
pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences Physiques

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'ELECTROREFLEXION,
APPLICATIONS SPECTROSCOPIQUES DANS LES SEMI-CONDUCTEURS.

par

Claude ALIBERT

Soutenue le 27 Avril 1973 devant la Commission d'Examen.

JURY :	M. M. SAVELLI		Président
	M. B. PISTOULET	}	Assesseurs
	M. G. BORDURE		
	M. M. CARDONA	}	Invités
	M. M. RODOT		
	M. A. LAUGIER		



LISTE DES PROFESSEURS
DE L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DU LANGUEDOC

PRESIDENT : J. ROUZAUD

Vice-Présidents : B. CHARLES - G. SAUMADE

Doyens honoraires de la Faculté des Sciences : P. MATHIAS

B. CHARLES

A. CASADEVALL

Professeurs honoraires de la Faculté des Sciences :

R. JACQUES

G. DENIZOT

M. MOUSSERON

M. CASTERAS

J. GRANIER

P. CHATELAIN

E. CARRIERE

Ch. BOUHET

A.M. VERGNOUX

E. TURRIERE

J. MOTTE

C. CAUQUIL

J. SALVINIEN

Secrétaire Général : E. SIAU

Professeurs titulaires :

M. J.P. ROIG Physique

Melle O. TUZET Zoologie

M. G. COUCHET Mécanique supérieure

M. J. AVIAS Géologie

M. P. VIELES Chimie

M. R. MAURY (I.P.A) Droit

M. E. KAHANE Chimie biologique

M. J.J. MOREAU Mécanique rationnelle

M. B. CHARLES Mathématiques pures

M. R. JOUTY Physique

M. P. DUMONTET Physique

M. R. LEGENDRE Zoologie

M. I. ASSENMACHER Physiologie animale

M.	P. PISTOULET	Physique
M.	Ch. ROUMIEU	Analyse supérieure
M.	J. ROBIN	Physique
M.	A. POTIER	Chimie minérale
M.	R. LAFONT	Physique
M.	R. JACQUIER	Chimie
M.	J. FALGUEIRETTES	Minéralogie
M.	J. REGNIER	Chimie
Mme	J. CHARLES	Mathématiques
M.	P. CAILLON	Physique
M.	J. ROUZAUD	Chimie
M.	Ch. SAUVAGE	Botanique
M.	H. CHRISTOL (E.N.S.I)	Chimie
Mme	G. VERNET	Biologie animale
M.	L. CECCHI	Physique
M.	H. ANDRILLAT	Astronomie
M.	M. SAVELLI	Physique
M.	M. MATTAUER	Géologie
M.	L. EUZET	Zoologie
M.	C. DELOUPY	Physique
M.	L. GRAMBAST	Botanique
M.	A. BONNET	Botanique
M.	G. LAMATY	Chimie
M.	R. MARTY	Psychophysiologie
Mme	S. ROBIN	Physique
M.	R. CORRIU (I.U.T)	Chimie
Mme	N. PARIS	Physiologie végétale
M.	J. SARZYCKI	Sciences des matériaux (Physique du Solide)
M.	S. GROMB	Chimie physique
M.	F. SCHUE	Chimie organique
M.	M. MAURIN	Chimie minérale
M.	P. SABATIER	Mathématiques
M.	L. THALER	Paléontologie

Professeurs sans chaire :

M.	G. TOURNE	Chimie
M.	J. REMY	Géologie
M.	P. DEMANGEON	Géologie
M.	E. GROUBERT	Physique
Mme	H. GUASTALLA	Biologie physicochimique
M.	R. LENEL	Biologie animale
M.	F. PROUST	Geologie
M.	A. BASSOMPIERRE	Physique
M.	N. ROBY	Mathématiques
M.	R. GAUFRES	Chimie
M.	J. PARIS	Zoologie
M.	G. BOUGNOT	Physique
M.	M. ROUZEYRE	Physique
M.	P. MOLINO	Mathématiques
M.	J. LEGRAND	Physiologie animale
M.	R. JONARD	Botanique
M.	R. CANO (I.U.T)	Mesures physiques
M.	J.P. FILLARD (I.U.T NIMES)	Génié électrique
M.	J.M. MORETTE	Biochimie
M.	J.L. IMBACH	Chimie

Professeurs associés :

M.	E. AKUTOWICZ	Mathématiques
M.	A. MICALI	Mathématiques
M.	C. VAGO	Biologie animale
M.	L. DAUZIER	Physiologie animale
M.	R. GILLESPIE	Chimie

Maitres de Conférences :

M.	G. LOUPIAS	Mathématiques
M.	Ch. CASTAING	Mathématiques
M.	C. GOUT	Physique
M.	H. MATHIEU	E.E.A Electronique
M.	C. DURANTE	Automatique

M.	J.D. BAYLE	Physiologie animale
M.	R. HAKIM	Mathématiques
Mme	M. HAKIM	Mathématiques
M.	F. HALLE	Biologie végétale
M.	G. MASCHERPA	Chimie
M.	F. LAPSCHER	Mathématiques
M.	J. GARCIA (I.U.T)	Genie mécanique
M.	M. DENIZOT	Biologie végétale
M.	B. BRUN	Chimie physique
M.	L. GIRAL	Chimie organique
M.	L. LASSABATERE (I.U.T)	Mesures physiques
M.	J.P. TRILLES (I.U.T)	Biologie appliquée
M.	G. LECOY (I.U.T)	Génie électrique
M.	G. BORDURE (I.U.T)	Génie électrique
M.	Y. PIETRASANTA (E.N.S.I)	Chimie appliquée
M.	M. AMANIEU (Sciences et Techniques)..	Hydrologie et mariculture
M.	J. CROUZET (Sciences et Techniques)..	Biochimie appliquée
M.	A. COMMEYRAS	Chimie organique
M.	J.L. ROBERT (I.U.T NIMES)	Génie électrique
M.	P. LOUIS	Géophysique appliquée
Mlle	M. LEVY (I.U.T)	Chimie
M.	J. LAGARRIGUE (I.U.T)	Biologie appliquée
M.	Cl. DROGUE (Sciences et Techniques)..	Hydrogéologie
M.	P. GENESTE (E.N.S.I)	Chimie physique appliquée
M.	J. CHEFTEL (Sciences et Techniques)..	Biochimie appliquée à l'alimentation
M.	M. AVEROUS (I.U.T NIMES)	Génie électrique
M.	B. LEMAIRE (Sciences et Techniques)..	Mathématiques appliquées Informatique
M.	M. VALADIER	Mathématiques
M.	O. MAISONNEUVE (I.U.T)	Informatique
M.	P. DELORD	Physique
M.	M. GODRON	Ecologie végétale

Maitre de conférences associés :

M.	Y. CORMARY	Géologie
----	------------------	----------

M. C. MAURIN Biologie animale
M. P. JOUANNA (I.U.T) Genie civil

Chargés d'enseignement :

M. M. LEFRANC Mathématiques
M. Y. ESCOUFFIER (I.U.T) Informatique
M. B. FILLIATRE Informatique
M. Y. CESARI (I.U.T) Informatique
M. P. BESANCON Physiologie de la nutrition
appliquée à l'alimentation
M. R. BEN AIM Génie chimique et traitement
des eaux

Chargé des fonctions de maitre de conférences :

M. G. SAUMADE (I.U.T)

Chargé de cours :

M. J. GUIN (I.P.A)
M. Cl. PEROCHON (I.U.T)
M. M. MOUTON (I.U.T)

A tous les miens.

Ce travail a été effectué à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier, au Laboratoire de Physique des Solides du Centre d'Etudes d'Electronique des Solides.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur M. SAVELLI pour m'avoir accueilli dans son Laboratoire et fait l'honneur de présider ce Jury.

Monsieur le Professeur M. CARDONA m'a fait le grand honneur de bien vouloir accepter de faire partie de mon Jury de thèse. Je le prie d'agréer mes sincères remerciements.

Je suis très reconnaissant à Monsieur M. RODOT Directeur de Recherches au C.N.R.S et à Monsieur le Professeur B. PISTOULET d'avoir accepté de faire partie du Jury.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur G. BORDURE qui m'a dirigé sur ce sujet de recherche. Je tiens à le remercier vivement de l'aide et des conseils qu'il n'a cessé de m'apporter au cours de mes travaux.

Je remercie Monsieur le Professeur A. LAUGIER pour l'efficacité de sa collaboration et pour avoir accepté de faire partie du Jury.

Je tiens à remercier l'équipe de cristallogénèse de Madame H. RODOT du Laboratoire de Physique des Solides du C.N.R.S de Bellevue pour m'avoir fourni les échantillons de $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$.

J'adresse également mes remerciements à tous les chercheurs du laboratoire pour leur collaboration fructueuse et amicale. Ces remerciements s'adressent en particulier à Madame A. JOULLIE, Monsieur S. GAILLARD, Monsieur M. MAURY et Monsieur E. MONTEIL.

Au cours de mon travail, j'ai pu apprécier l'aide efficace et compétente des services techniques. Je tiens à remercier spécialement, Monsieur C. MENARD, J.P. MACHTOU et G. BEDOS.

Enfin, je remercie tout particulièrement Mademoiselle J. GERVA, qui a apporté un grand soin et une minutie exemplaire à la dactylographie de cette thèse.

I N T R O D U C T I O N

La découverte de l'électroréflexion en 1964 par B.O. Seraphin a donné un regain d'activité à l'étude des structures optiques des semi-conducteurs. En effet, cette découverte coïncidait avec l'apparition des méthodes de calcul de structures de bandes empiriques ou semi-empiriques rendues nécessaires et développées en vue d'interpréter les mesures de réflectivité obtenues au-dessus du bord fondamental d'absorption. On pensait, alors, que l'électroréflexion et les autres méthodes de modulation qui suivirent peu après allaient permettre de résoudre de nombreux problèmes, et, en particulier, de localiser les transitions dans la zone de Brillouin. Après des succès indéniables, quant à la précision des énergies des transitions au-dessus du gap, il y eut une période pendant laquelle les spectres de modulation, et en particulier ceux d'électroréflexion, furent mal interprétés.

Ceci était dû au développement insuffisant des théories qui n'arrivaient pas à rendre compte de la forme des spectres expérimentaux. Les théories élaborées par la suite expliquèrent les spectres ayant l'allure de la dérivée du pouvoir réflecteur , c'est à dire les spectres obtenus à partir des expériences de thermoréflexion, de piézoréflexion et de modulation de la longueur d'onde, mais n'expliquèrent pas les expériences d' électroréflexion. Ceci provenait du fait que l'électroréflexion, très sensible à la valeur du champ électrique appliqué, donne des spectres de formes variées. Les théories à champ moyen exposées jusqu'alors prévoyaient des oscillations dont la pseudopériode est liée à la masse réduite de la paire électron-trou mise en jeu, oscillations rarement décelées expérimentalement. Cette absence d'oscillations fut à l'origine du développement récent des théories à champs faibles, pour lesquels les spectres se simplifient considérablement. Ils ont dans certaines conditions l'allure de la dérivée troisième de la constante diélectrique. Leur largeur n'est limitée que par le paramètre d'élargissement dû à la durée de vie de la paire électron-trou, et seuls, ces spectres, très localisés en énergie permettent de séparer des points critiques très voisins.

L'attrait des différentes possibilités de l'électroréflexion nous a amené à étudier théoriquement et expérimentalement cette technique de modulation. Après avoir rappelé dans le premier

chapitre les principales propriétés optiques liées à la structure des bandes d'énergie d'un semiconducteur, nous analysons théoriquement, dans un deuxième chapitre, en vue d'applications pratiques, la perturbation de ces propriétés optiques par un champ électrique faible. Nous consacrons le troisième chapitre à l'exposé de la méthode expérimentale, en mettant l'accent sur les conditions d'obtention des spectres à faible champ dans le cas où celui-ci est appliqué par barrière de surface. Dans le quatrième chapitre, l'étude de la transition E_0 du germanium nous permet, d'une part, dans le cas des champs faibles de comparer théorie et expérience et, d'autre part, d'observer la limite expérimentale vers les champs moyens. Le cinquième chapitre, consacré à la transition E_0 du germanium sous contrainte uniaxiale, montre que la technique des champs faibles est apte à séparer des points critiques très voisins et permet une détermination précise de potentiels de déformation. Dans ce chapitre, nous verrons que la pression uniaxiale, en levant la dégénérescence des niveaux de la bande de valence, crée les conditions idéales d'obtention des spectres d'électroréflexion en champ moyen présentant de nombreuses oscillations sans battement. Enfin dans le sixième chapitre, les conclusions du quatrième chapitre sont appliquées pour interpréter les spectres d'électroréflexion de l'alliage ternaire $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$. Les résultats obtenus sont comparés à l'étude de la structure de bande de ce composé, déterminée par la méthode diélectrique dans l'approximation du cristal virtuel en tenant compte de l'effet de désordre.

Chapitre I

PROPRIETES OPTIQUES DU CRISTAL

NON PERTURBE

1 LES CONSTANTES OPTIQUES

Les propriétés optiques linéaires des électrons dans un cristal sont complètement décrites par le tenseur diélectrique complexe $\epsilon(\omega, \vec{q})$ qui dépend, en général, de la pulsation ω et du vecteur d'onde $\vec{q}$ de la radiation lumineuse. Dans les phénomènes que nous allons étudier le champ de la radiation varie peu sur des distances de l'ordre des dimensions atomiques ; la variation suivant le vecteur d'onde $\vec{q}$ peut donc être négligée. La partie réelle $\epsilon_1(\omega)$ et la partie imaginaire $\epsilon_2(\omega)$ de $\epsilon(\omega)$ ($\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)$) sont reliées entre elles par les relations de réciprocité de KRAMERS-KRONIG.

Dans le cas des cristaux isotropes, la propagation d'une onde plane est alors déterminée par l'indice de réfraction complexe $n(\omega) = n(\omega) + i k(\omega) = \epsilon(\omega)^{1/2}$ soit :

$$\epsilon_1(\omega) = n^2(\omega) - k^2(\omega) \quad (\text{I.1.1})$$

$$\epsilon_2(\omega) = 2n(\omega)k(\omega) \quad (\text{I.1.2})$$

où $n(\omega)$ est l'indice de réfraction et $k(\omega)$ l'indice d'absorption.

L'affaiblissement du flux lumineux transmis à travers une épaisseur x du matériau permet d'obtenir le coefficient d'absorption $\alpha(\omega)$, mesurable sur un échantillon peu absorbant, soit

$$\text{Log} \frac{I(0)}{I(x)} = \alpha(\omega) x \quad (\text{I.1.3})$$

alors
$$\alpha(\omega) = \frac{2\omega k(\omega)}{c} = \frac{\omega}{n(\omega)c} \epsilon_2(\omega) \quad (\text{I.1.4})$$

Le pouvoir réflecteur R , utilisé essentiellement dans le cas où le matériau est très absorbant, s'écrit

$$R(\omega) = \frac{(n(\omega)-1)^2 - k^2(\omega)}{(n(\omega)+1)^2 + k^2(\omega)} \quad (\text{I.1.5})$$

I.2 PROCESSUS D'ABSORPTION - THEORIE A UN ELECTRON - CRISTAL PARFAIT RIGIDE

Les propriétés optiques du cristal, décrites macroscopiquement par les constantes optiques, sont étroitement liées à la structure de

bande électronique du cristal. Dans un cristal, l'absorption de la lumière par les électrons peut être séparée en deux processus :

- Un processus intrabande ou processus dit à électrons libres.
- Un processus interbandes qui peut être décrit comme une transition électronique, d'un état initial E_v et de vecteur d'onde $\vec{k}_v$ de la bande de valence, à un état final d'énergie E_c et de vecteur d'onde $\vec{k}_c$ de la bande de conduction. Ces états sont décrits dans le modèle à un électron par les fonctions de Bloch $\psi_v(\vec{k}_v, \vec{r})$ et $\psi_c(\vec{k}_c, \vec{r})$ de la forme $\psi(\vec{k}, \vec{r}) = u(k, r)e^{i\vec{k}\vec{r}}$

La contribution à $\epsilon_2(\omega)$ du processus interbandes⁽²⁻⁴⁾ peut être écrite sous la forme

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2 \hbar^2}{m^2 \omega^2} \int_{Z.B.} \frac{2}{(2\pi)^3} d^3k |\vec{\epsilon} \cdot \vec{M}_{vc}|^2 \delta(E_c - E_v - \hbar\omega) \quad (I.2.1)$$

relation dans laquelle

$$\vec{\epsilon} \cdot \vec{M}_{vc} = \int_V \psi_c^*(\vec{k}_c, r) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} \vec{\epsilon} \cdot \vec{\nabla}_r \psi_v(\vec{k}_v, r) dr \quad (I.2.2)$$

où

- $\vec{\epsilon}$ est un vecteur unitaire dans la direction du champ électrique de la radiation.
- $\vec{q}$ est le vecteur d'onde de la lumière incidente.

L'équation (I.2.1) montre que la partie imaginaire de la constante diélectrique est déterminée, d'une part, par toutes les

transitions interbandes possibles entre les états ayant pour différence d'énergie $\hbar \omega$, et d'autre part, par l'élément de matrice $\vec{e}.M_{vc}$ qui dépend des états initial et final.

Dans l'équation (I.2.1), la fonction de Dirac impose la première règle de sélection : aucune transition n'a lieu à moins que la condition $\hbar \omega = E_c - E_v$ soit remplie (conservation de l'énergie).

Les fonctions d'états ψ_v et ψ_c sont des fonctions de Bloch, elles imposent donc une condition supplémentaire : l'élément de matrice $\vec{e}.M_{vc}$ ne peut être différent de zéro que si la condition $\vec{k} - \vec{k}' + \vec{q} = \vec{0}$ est réalisée (conservation des impulsions).

Le vecteur d'onde $\vec{q}$ de la radiation lumineuse de longueur d'onde λ a pour module $\frac{2\pi}{\lambda}$; il peut donc être négligé devant les dimensions de la zone de Brillouin (Z.B) de l'ordre de $\frac{2\pi}{a}$, où a est la dimension de la maille élémentaire. On peut alors exprimer $\vec{e}.M_{vc}$ en fonction de l'élément de matrice de l'opérateur moment $\vec{p}$

$$\vec{e}.M_{vc} = \frac{i}{\hbar} \vec{e} \cdot P_{vc}(k) \cdot \delta(\vec{k}, \vec{k}') \quad (I.2.3)$$

où

$$P_{vc}(\vec{k}) = \int_V u_c^*(\vec{k}, \vec{r}) \cdot \vec{p} \cdot u_v(\vec{k}, \vec{r}) d\vec{r}, \quad (I.2.4)$$

La contribution électronique à $\epsilon_2(\omega)$ dans le cristal parfait est donc due à des transitions verticales interbandes dites directes.

$P_{vc}(\vec{k})$ peut à son tour être la cause de règle de sélections, cependant cet élément de matrice est généralement une fonction dépendant peu de $\vec{k}$ et aucune structure aigue de $\epsilon_1(\omega)$ n'est généralement provoquée par $P_{vc}(\vec{k})$. Ces structures aigues sont le fait uniquement de la fonction de Dirac $\delta(E_c - E_v - \hbar\omega)$.

En supposant $P_{vc}(\vec{k})$ constant on peut mettre $\epsilon_2(\omega)$ sous la forme

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2 \omega^2} |\vec{e} \cdot P_{vc}(\vec{k})|^2 \cdot \int_S \frac{2}{(2\pi)^3} \frac{dS}{|\vec{v}_k(E_c - E_v)|_{E_c - E_v = \hbar\omega}} \quad (I.2.5)$$

où S est la surface d'énergie constante définie par $E_c - E_v = \hbar\omega$

Les singularités de la fonction $\epsilon_2(\omega)$ sont donc provoquées par celles de la fonction

$$J_{vc}(\omega) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int_S \frac{dS}{|\vec{v}_k(E_c - E_v)|_{E_c - E_v = \hbar\omega}} \quad (I.2.6)$$

Cette fonction est appelée densité combinée d'états.

$\epsilon_2(\omega)$ aura des singularités quand $|\vec{v}_k(E_c - E_v)|_{E_c - E_v = \hbar\omega} = 0$. Les points de l'espace des $\vec{k}$ pour lesquels cette relation est vérifiée s'appellent singularités de VAN-HOVE ou points critiques^(5,6). Ces points critiques peuvent se situer, soit en des points de haute symétrie de la zone de Brillouin où $\vec{v}_k E_c = \vec{v}_k E_v = 0$, soit accidentellement en des points tels que $\vec{v}_k(E_c - E_v) = 0$. Ces derniers points de la zone de Brillouin sont situés néanmoins sur des axes de haute symétrie.

Au voisinage des points critiques le dénominateur de la fonction sous le signe d'intégration (I.2.6) tend vers zéro et $J_{vc}(\omega)$ subit des variations très importantes. Le comportement analytique de $J_{vc}(\omega)$ au voisinage d'une singularité de VAN-HOVE située en $\vec{k}_0$ peut être examiné en développant la surface $E_c(\vec{k}) - E_v(\vec{k})$ en série de Taylor à partir du point $\vec{k}_0$:

$$E_c(\vec{k}) - E_v(\vec{k}) = E_c(\vec{k}_0) - E_v(\vec{k}_0) + \sum_{i=1}^3 \frac{d^2(E_c(k_i) - E_v(k_i))}{d k_i^2} (k_i - k_{0i})^2 \quad (\text{I.2.7})$$

En faisant, pour des bandes paraboliques, l'approximation de la masse effective l'équation (I.2.7) devient, en introduisant les masses effectives réduites μ_i et le gap E_g ,

$$E_c(\vec{k}) - E_v(\vec{k}) = E_g + \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{(k_x - k_{0x})^2}{\mu_x} + \frac{(k_y - k_{0y})^2}{\mu_y} + \frac{(k_z - k_{0z})^2}{\mu_z} \right] \quad (\text{I.2.8})$$

où la masse réduite μ_j est définie par :

$$\frac{1}{\mu_j} = \frac{1}{m_{e_j}} + \frac{1}{m_{h_j}} \quad (\text{I.2.9})$$

relation dans laquelle m_{e_j} et m_{h_j} sont respectivement les masses effectives des électrons et des trous dans la direction j .

Le développement (I.2.8) permet d'évaluer $J_{vc}(\omega)$. On obtient, suivant le signe des masses réduites μ_j , les différents

types de points critiques M_i^3 dits de dimension trois. L'indice i désigne le nombre de masses réduites négatives dans l'équation (I.2.8).

Il est aussi intéressant de considérer les points critiques de dimension un (ou deux) réalisés quand deux (ou une) masses réduites sont très grandes par rapport à l'autre (ou aux autres) masse(s) réduite(s).

Le tableau (I.1) donne la forme analytique de $J_{vc}(\omega)$ au voisinage d'un point critique de dimension 1, 2 ou 3⁽¹⁾.

La partie imaginaire de la constante diélectrique au voisinage d'une singularité de VAN-HOVE peut être mise sous la forme :

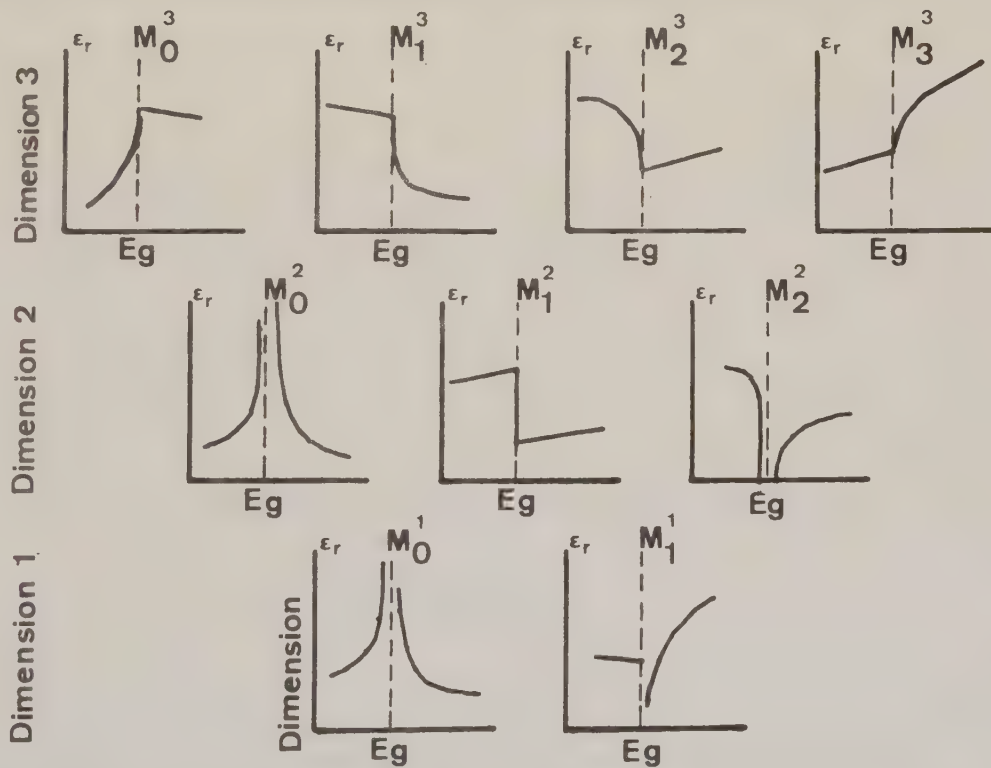
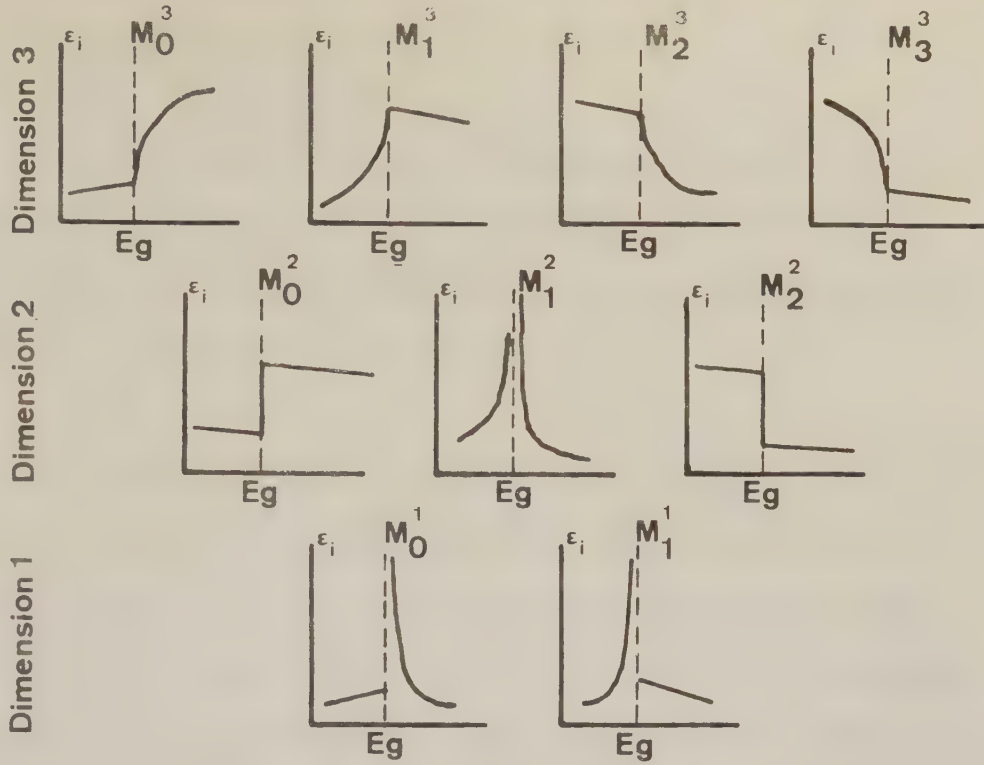
$$\epsilon_2(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2 \omega^2} |\vec{e} \cdot \vec{P}_{vc}(\vec{k})|^2 J_{vc}(\omega) + A(\omega) \quad (\text{I.2.10})$$

où $A(\omega)$ est une fonction de l'énergie sans singularité au voisinage du point critique considéré.

La figure (I.1) donne la partie imaginaire $\epsilon_2(\omega)$ et la partie réelle $\epsilon_1(\omega)$ de la constante diélectrique au voisinage des différents points critiques.

Dimension	Type de point critique	Notation	$J_{vc}(\omega)$	
			$E < E_g$	$E > E_g$
3	Minimum	$M_0^{(3)}$	0	$C_0(\hbar\omega - E_g)^{1/2}$
3	Point en forme de selle	$M_1^{(3)}$	$C_1 - C_1'(E_g - \hbar\omega)^{1/2}$	C_1
3	Point en forme de selle	$M_2^{(3)}$	C_2	$C_2 - C_2'(\hbar\omega - E_g)^{1/2}$
3	Maximum	$M_3^{(3)}$	$C_3(E_g - \hbar\omega)^{1/2}$	0
2	Minimum	$M_0^{(2)}$	C_2	$C_1(C_1 \ll C_2)$
2	Point en forme de selle	$M_1^{(2)}$	$-\text{Log}(E_g - \hbar\omega)$	$-\text{Log}(\hbar\omega - E_g)$
2	Maximum	$M_2^{(2)}$	C_1	$C_2(C_1 \gg C_2)$
1	Minimum	$M_0^{(1)}$	0	$\text{Re}(\hbar\omega - E_g)^{-1/2+C}$
1	Maximum	$M_1^{(1)}$	$\text{Re}(E_g - \hbar\omega)^{-1/2+C}$	0

Tableau (I.1) : Densité combinée d'état au voisinage d'un point critique dans l'approximation de la masse effective. Les quantités C_i sont des constantes.



Figures (I.1) : Partie imaginaire ϵ_i et partie réelle ϵ_r de la constante diélectrique ϵ pour les différents types de points critiques de dimensions 1, 2 et 3.

TRANSITIONS INDIRECTES

Nous avons rappelé dans le paragraphe précédent que dans un cristal parfait rigide, seules les transitions interbandes directes étaient possibles. Des perturbations comme les phonons peuvent induire des transitions non verticales.

Considérons le cas où le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction n'ont pas le même vecteur d'onde $\vec{k}$ (figure I.2). Les transitions directes ne peuvent avoir lieu que pour une énergie $\hbar\omega > E_{c_2} - E_v$ tandis que les transitions indirectes ont lieu au voisinage de $E_{c_1} - E_v = E_g$ à la condition qu'un phonon participe au changement du vecteur d'onde.

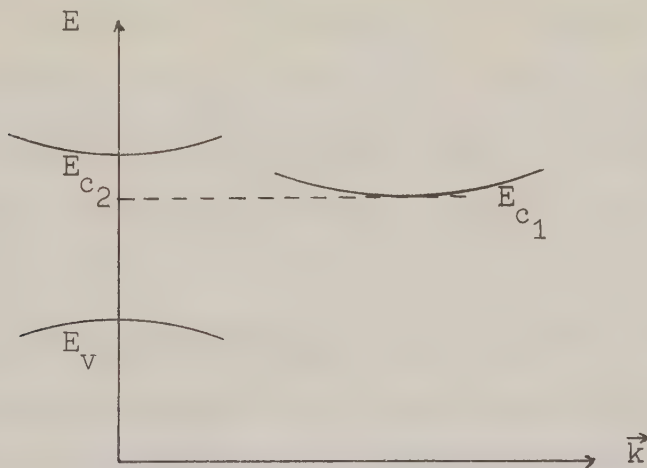


Figure I.2

La règle de sélection de conservation du moment devient $\vec{k}_{c_1} - \vec{k}_v = \vec{q}$, où $\vec{q}$ est le vecteur d'onde du phonon.

Pour calculer la contribution de ce type de transition à $\epsilon_2(\omega)$, il faut ajouter à l'Hamiltonien de l'interaction électron photon un Hamiltonien $H_{res.}$, décrivant l'interaction électron phonon. Une théorie des perturbations au second ordre montre alors que l'on obtient des transitions indirectes que pour les énergies

$$\hbar\omega = E_{c_1} - E_v + k\theta_{ph}(\vec{q}) \quad (I.3.1)$$

où $\theta_{ph}(\vec{q})$ est une température caractéristique.

$\epsilon_2(\omega)$ est alors proportionnel à (7).

$$\epsilon_2(\omega) \propto \frac{1}{k\theta_{ph}(\vec{k}_c)} \left[\frac{|X_{emi.}|^2}{1 - e^{-\frac{\theta_{ph}(\vec{k}_c)}{T}}} \left[\hbar\omega - E_g - k\theta_{ph}(\vec{k}_c) \right]^2 + \frac{|X_{abs.}|^2}{e^{\frac{\theta_{ph}(\vec{k}_c)}{T}} - 1} \left[\hbar\omega - E_g + k\theta_{ph}(\vec{k}_c) \right]^2 \right] \quad (I.3.2)$$

Les probabilités de transitions provenant d'une perturbation au second ordre sont très faibles. Les transitions correspondantes ne peuvent s'observer que dans le cas des semiconducteurs à gap indirect comme le germanium ou le phosphore de gallium.

I.4 PARAMETRE D'ELARGISSEMENT Γ

Après l'absorption d'un photon, la présence dans le cristal de plusieurs mécanismes d'interaction tend à abréger la durée de vie

de la paire électron-trou créée. Ces mécanismes d'interaction sont des effets extrinsèques comme ceux des impuretés ou des dislocations que l'on peut minimiser par un choix approprié du cristal, et des effets intrinsèques comme ceux des phonons et des phénomènes de surface.

La durée de vie des états excités τ introduit une incertitude sur la valeur de leur énergie, donc un élargissement des singularités aux points critiques.

$$\Gamma \cdot \tau \cong \frac{\hbar}{2} \quad (\text{I.4.1})$$

L'effet des phonons (absorption ou émission) est prépondérant dans les cristaux de bonne pureté. On peut montrer que seule l'absorption d'un phonon intervient au niveau d'un point critique M_0 . La probabilité d'absorption par phonon est approximativement proportionnelle à la fonction de la température f_B

$$f_B = \frac{1}{1 + e^{\theta/T}} \quad (\text{I.4.2})$$

La température de Debye θ est de l'ordre de 300° K. Il est donc possible de réduire l'élargissement provoqué par l'absorption d'un phonon en diminuant la température, et ceci de façon plus importante pour un point critique $M_0^{(1)}$.

Pour les autres types de points critiques l'effet de la température est plus complexe à décrire, car l'émission d'un phonon peut

intervenir. D'une façon générale l'élargissement provenant des diffusions des électrons et des trous peut être décrit phénoménologiquement en ajoutant à l'énergie une partie complexe $i\Gamma$ correspondant à l'introduction d'une fréquence de collision dans la théorie classique.

I.5 LE MODELE EXCITONIQUE

Parmi les interactions à plusieurs corps, négligées dans les paragraphes précédents, l'attraction coulombienne entre l'électron et le trou formés par l'absorption d'un photon joue un rôle déterminant; les propriétés optiques d'un cristal y sont très sensibles, particulièrement au voisinage d'une singularité de VAN HOVE. Le modèle hydrogénéoïde simple et le modèle de SLATER-KOSTER rendent compte de façon intéressante des effets essentiels de l'exciton sur la constante diélectrique.

Dans l'approximation de la masse effective et pour un point critique M_0 , la fonction d'onde $\phi(r)$ de l'exciton est solution de l'équation de Schrödinger

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right] \phi(\vec{r}) = E_{\text{ex}} \phi(\vec{r}) \quad (\text{I.5.1})$$

μ est la masse réduite de la paire électron-trou et E_{ex} est l'énergie de liaison de l'exciton. Le potentiel $V(\vec{r})$ est égal à $\frac{e^2}{\epsilon |\vec{r}|}$ où $|\vec{r}|$ est la distance électron-trou et ϵ la permittivité statique du cristal.

Lorsque $E < E_g$ l'équation (I.5.1) admet comme solution une série de niveaux hydrogénoïdes d'énergie (8).

$$E_n^{\text{ex}} = E_g - \frac{\mu e^4}{2\hbar^2 \epsilon_n^2} \quad (n = 1, 2, 3 \dots) \quad (\text{I.5.2})$$

La probabilité de transition vers ces niveaux est proportionnelle à

$$|\phi_n^S(0)|^2 = \frac{1}{\pi a_0^3 n^3} \quad (\text{I.5.3})$$

si l'élément de matrice de l'opérateur moment $\vec{p}$ est supposé indépendant de $\vec{k}$. a_0 est le rayon de Bohr de l'atome d'hydrogène et ϕ^S est la solution hydrogénoïde de type s de l'équation (I.5.1).

Les niveaux discrets, très serrés, forment sous l'effet du paramètre d'élargissement Γ un quasi continuum. La constante diélectrique $\epsilon_2^{\text{ex}}(\omega)$ est obtenue en intégrant l'intensité de ce quasi continuum, soit :

$$\epsilon_2^{\text{ex}}(\omega) = \epsilon_2^o(\omega) |\phi^S(0)|^2 \quad (\text{I.5.4})$$

où $\epsilon_2^o(\omega)$ est la constante diélectrique en l'absence d'exciton.

Lorsque $E > E_g$, la solution de (I.5.1) est constituée de niveaux continus en énergie, avec une probabilité de transition de la bande de valence vers ces niveaux proportionnelle à

$$|\phi^S(0)|^2 = \frac{\gamma e^\gamma}{\text{sh } \gamma} \quad (\text{I.5.5})$$

où

$$\gamma = \pi \left[\frac{E_1^{\text{ex}}}{E - E_g} \right]^{1/2} \quad (\text{I.5.6})$$

- Quand γ tend vers zéro, c'est-à-dire si $E \gg E_g$, $|\phi^S(0)|^2$ tend vers 1 et $\epsilon_2^{\text{ex}}(\omega)$ vers $\epsilon_2^o(\omega)$.

- Quand γ tend vers l'infini, c'est à dire si $E \rightarrow E_g$ ϵ_2^{ex} tend vers la valeur prise en (I.5.4).

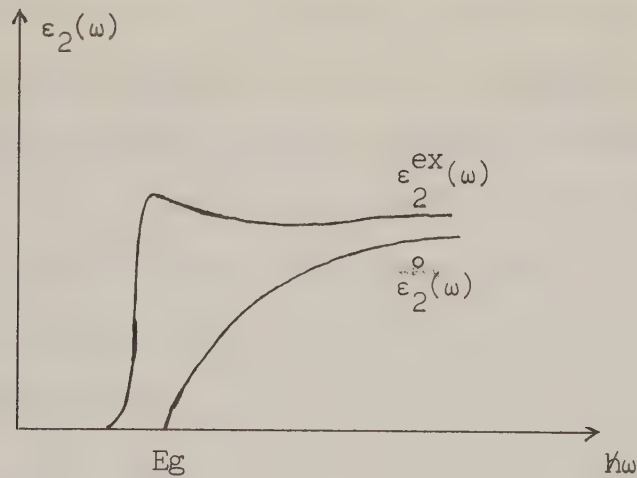


Figure I.3

La figure (I.3) permet de comparer $\epsilon_2^{\text{ex}}(\omega)$ et $\epsilon_2^o(\omega)$. On peut remarquer que $\epsilon_2^{\text{ex}}(\omega)$ a la même allure que la partie imaginaire de

$\epsilon_2(\omega)$ pour un point critique $M_0^{(2)}$ de dimension 2 fig. (I.1).

Il est nécessaire de souligner que le modèle hydrogénoïde n'est plus valable lorsque la constante diélectrique statique est petite ou lorsque la masse effective est grande. Ce modèle ne peut pas, d'autre part, rendre compte de l'effet exciton pour les points critiques M_1 et M_2 .

Dans le modèle de SLATER-KOSTER⁽⁹⁻¹²⁾ le potentiel $V(r)$ est décrit par l'expression

$$V(r) = \delta(r) \cdot g \quad (\text{I.5.6})$$

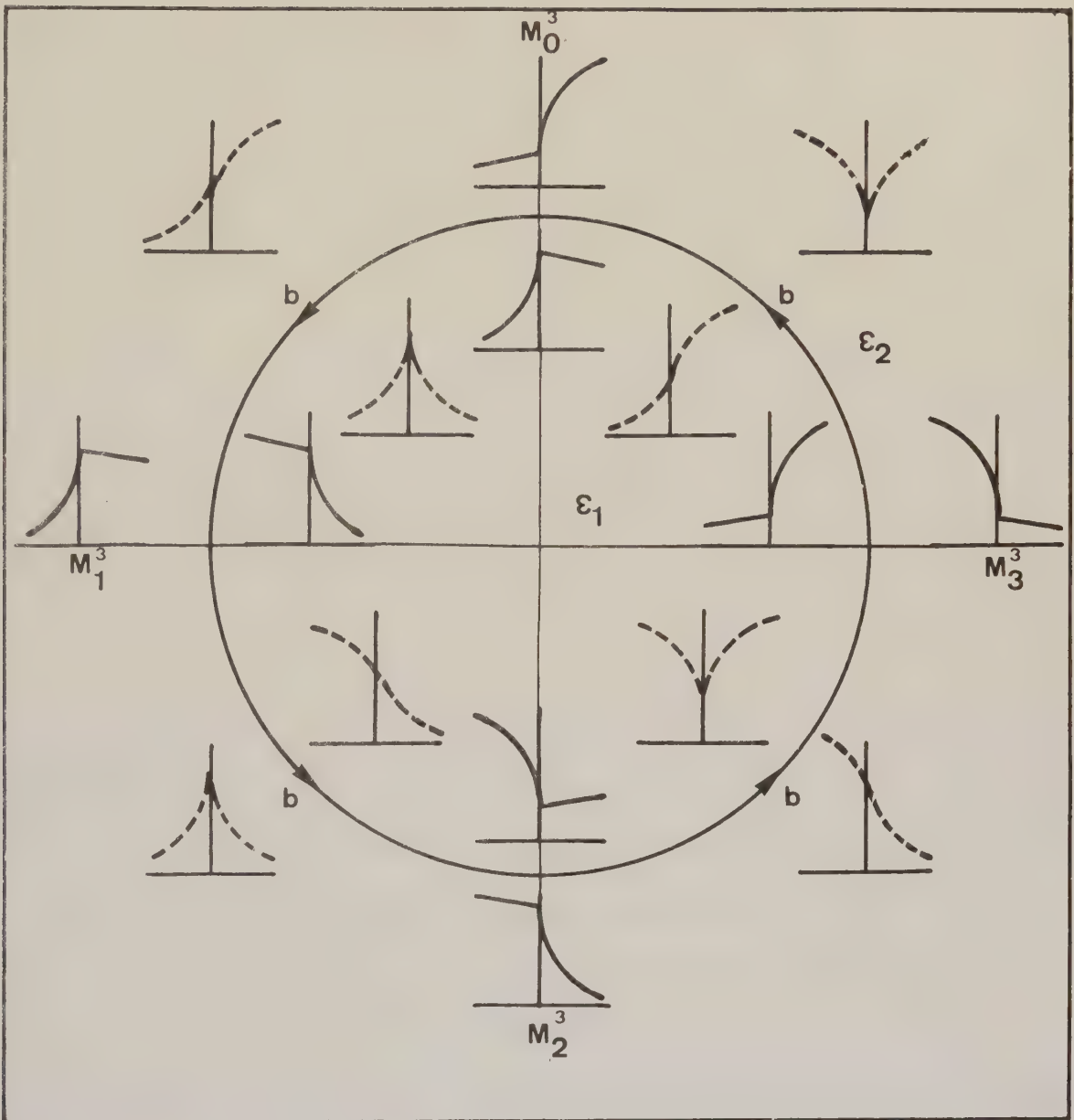
où g est une constante caractérisant la force de l'interaction ($g < 0$ pour les potentiels attractifs), et où $\delta(r)$ exprime que $V(r)$ est nul sauf si l'électron et le trou sont dans la même cellule. Cette condition est plus adaptée aux composés polaires qu'aux semiconducteurs du groupe III-V et IV. Cependant, ce mode d'interaction a l'avantage d'avoir une solution mathématique pour tous les points critiques et de décrire qualitativement l'effet des excitons quand n'apparaissent pas les niveaux excitoniques discrets. Dans ce modèle, l'effet essentiel de l'exciton sur $\epsilon_2(\omega)$ est de mélanger, au niveau de chaque point critique, les singularités correspondantes de $\epsilon_1^0(\omega)$.

Dans un cristal isotrope, les singularités de la constante diélectrique s'écrivent suivant le modèle de SLATER-KOSTER⁽¹¹⁾

$$\epsilon^{\text{ex}}(\omega, g) = b(\hbar\omega - E_g)^{1/2} + \text{cte} \quad (\text{I.5.7})$$

b est un nombre complexe prenant la valeur $b = i^{r+1}$ pour un point critique d'ordre M_r^3 dans le modèle à un électron. L'augmentation de la valeur absolue de g a pour effet de faire tourner l'image de b dans le plan complexe sur le cercle de rayon 1 dans le sens direct ; ceci revient à mélanger $\epsilon_2^r(\omega)$ et $\epsilon_2^{r+1}(\omega)$ pour le point critique M_r ou, ce qui est équivalent, $\epsilon_2^r(\omega)$ et $\epsilon_1^r(\omega)$ ($\epsilon_2^{r+1}(\omega) = \epsilon_1^r(\omega)$). Ce mélange des points critiques a été appelé métamorphisme des points critiques.

La figure (I.4) montre $\epsilon_1(\omega)$ et $\epsilon_2(\omega)$ sans attraction coulombienne pour chaque type de points critiques de dimension 3, au voisinage des différentes valeurs de b dans le plan complexe. Les courbes en pointillés représentent $\epsilon_1^{\text{ex}}(\omega)$ et $\epsilon_2^{\text{ex}}(\omega)$ pour une rotation de 45 degrés environ, de l'image de b à partir des différentes singularités.



Figures (I.4) : Différents types de singularités de la constante diélectrique pour un point critique de dimension trois.

$\left(\begin{array}{l} \text{---} \end{array} \right)$ - (en pointillé (...)) modèle à un électron
 $\left(\text{---} \right)$ - (en trait plein (—)) exciton dans le modèle de SLATER-KOSTER

Chapitre II

PROPRIETES OPTIQUES DU CRISTAL PERTURBE

PAR UN CHAMP ELECTRIQUE

1 INTRODUCTION

Les variations de la constante diélectrique au voisinage d'un point critique dépendent fortement de la valeur du champ électrique appliqué. Ces variations sont d'autant plus localisées en énergie que le champ électrique est faible. Dans ce travail nous nous intéressons principalement à la détermination précise des énergies de transition, aussi nous placerons-nous dans des conditions de faible champ électrique.

2 EFFET D'UN FAIBLE CHAMP SUR LE TENSEUR DIELECTRIQUE

La fonction de BLOCH $\psi_{n,\vec{k}}(\vec{r})$ décrivant l'état d'un électron

dans un cristal satisfait à l'équation de SCHRÖDINGER

$$H_0 \psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}) e^{-i\omega_{n\vec{k}} t} = i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_{n,\vec{k}} e^{-i\omega_{n\vec{k}} t} \quad (\text{II.2.1})$$

dans laquelle H_0 est l'Hamiltonien non perturbé et $E_{n\vec{k}} = \hbar\omega_{n\vec{k}}$ est l'énergie de l'état électronique $\psi_{n,\vec{k}}$.

Le champ électrique uniforme $\vec{\mathcal{E}}_1$ appliqué à l'échantillon et le champ électrique $\vec{\mathcal{E}}_2$ de l'onde électromagnétique peuvent être traités comme des perturbations dépendantes du temps ayant respectivement pour Hamiltoniens

$$H_1 = e \vec{\mathcal{E}}_1 \cdot \vec{x} e^{i\omega t} \quad (\text{II.2.2})$$

$$H_2 = H_+ + H_- = e \vec{\mathcal{E}}_2 \cdot \vec{x} (e^{-i\omega_+ t} + e^{+i\omega_- t}), \quad (\text{II.2.3})$$

où $\hbar\omega_{\pm} = \hbar\omega \pm i\Gamma = E_{\pm}$. Les paramètres $\eta > 0$ et $\Gamma > 0$ permettent de calculer l'évolution de la fonction d'onde $\psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}, t)$ solution de l'équation

$$(H_0 + H_1 + H_+ + H_-) \psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}, t) = i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}, t) \quad (\text{II.2.4})$$

avec comme condition de départ :

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}, t) = \psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}) \quad (\text{II.2.5})$$

$\psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}, t)$ peut être calculée par un développement en série de per-

turbation généralisée de la forme⁽¹³⁾

$$\psi_{n,\vec{k}}(\vec{r},t) = (1 + \sum_j G_j^i H_i + \sum_{ij} G^{ij} H_i G^j H_j + \sum_{ijk} G^{ijk} H_i G^{jk} H_j G^k H_k + \dots) \psi_{n,\vec{k}}(\vec{r})$$

(II.2.6)

où i, j, k peuvent prendre les valeurs 1, +, - et où

$$G_i = \frac{1}{E_{n,\vec{k}} + S_i - H_0}$$

$$G^{ij} = \frac{1}{E_{n,\vec{k}} + S_i + S_j - H_0}$$

avec

$$S_i = \begin{cases} i \hbar \eta \\ E_+ \\ E_- \end{cases}$$

Dans la suite nous ne nous préoccupons que des effets interbandes, donc des excitations d'états de la bande de valence vers des états de la bande de conduction.

Le tenseur diélectrique ϵ_{ij} du cristal peut-être calculé à partir de la polarisabilité $\vec{P}$ d'après l'expression :

$$D_i = \sum_j \epsilon_{ij} \mathcal{E}_j = \sum_j (\delta_{ij} \mathcal{E}_j + 4 \pi P_i) \text{ avec } i = x, y, z \text{ (II.2.7)}$$

dans laquelle la polarisabilité des électrons de la bande de valence

$$\vec{P} = -\frac{e}{v} \sum_{\vec{k}} \langle \psi_{\vec{k}}(t) | \vec{x} | \psi_{\vec{k}}(t) \rangle \quad (\text{II.2.8})$$

Le calcul de $\vec{P}$ donné par l'équation (II.2.8) à partir de l'équation (II.2.6) est complexe. En effet l'équation (II.2.6) contient six termes du premier ordre, 27 termes du second ordre et 108 termes du troisième ordre. En limitant le développement au troisième ordre, l'expression (II.2.8) de $\vec{P}$ donne une description complète des effets optiques, linéaires et non linéaires, du système jusqu'au troisième ordre ; cependant seuls les termes conservant la fréquence du photon concernent l'électroreflexion. Parmi ces termes, seul un terme dans chaque ordre ne concerne pas des résonances accidentelles ⁽¹⁴⁾.

La variation de polarisabilité, qui induit l'électroreflexion, peut se mettre sous la forme

$$\Delta \vec{P} = -\frac{e}{v} \sum_{\vec{k}} \langle \vec{k} | \vec{x} G^{1+} H_1 G^+ H_+ | \vec{k} \rangle - \frac{e}{v} \sum_{\vec{k}} \langle \vec{k} | \vec{x} G^{11+} H_1 G^{1+} H_1 G^+ H_+ | \vec{k} \rangle \quad (\text{II.2.9})$$

expression dans laquelle $|\vec{k}\rangle$ correspond à la fonction de Bloch $\psi_{\vec{v},\vec{k}}$

On peut évaluer $\Delta \vec{P}$ donné par l'équation (II.2.9) en injectant entre les opérateurs l'ensemble complet des fonctions d'ondes de Bloch $|n,\vec{k}\rangle$ d'énergie $E_{n,\vec{k}}$, ce qui nous conduit à des termes de la forme

$$\langle n', \vec{k}' | G^{ij} | n, \vec{k} \rangle = \delta_{n', n} \delta_{\vec{k}', \vec{k}} \cdot \frac{1}{E_{n\vec{k}} - E_{n'\vec{k}'} + S_i + S_j + \dots} \quad (\text{II.2.10})$$

$$\langle n', \vec{k}' | \vec{x} | n, \vec{k} \rangle = \begin{cases} \frac{-i \hbar \vec{P}_{n', n}(\vec{k})}{m E_{n', n}(\vec{k})} \delta_{\vec{k}', \vec{k}} & \text{si } n \neq n' \\ i \delta_{\vec{k}', \vec{k}} \vec{\nabla}_{\vec{k}} & \text{si } n' = n \end{cases} \quad (\text{II.2.11})$$

$$\text{où} \quad \vec{P}_{n', n}(\vec{k}) = -i \hbar \langle n', \vec{k}' | \vec{\nabla}_{\vec{r}} | n, \vec{k} \rangle \quad (\text{II.2.12})$$

L'équation (II.2.9) devient alors :

$$\begin{aligned} \Delta \vec{P} = & - \frac{ie^3 \hbar^2}{m^2} e^{nt} \sum_{v, c, \vec{k}} \frac{\vec{P}_{vc}}{E_{cv}} \frac{1}{E_+ + i\hbar\eta - E_{cv}(\vec{k})} \vec{\mathcal{E}}_1 \vec{\nabla}_{\vec{k}} \left(\frac{1}{E_+ - E_{cv}(\vec{k})} \frac{\vec{\mathcal{E}}_2 \cdot \vec{P}_{cv}}{E_{cv}} \right) \\ & + \frac{e^4 \hbar^2}{m^2} e^{2nt} \sum_{v, c, \vec{k}} \frac{\vec{P}_{vc}}{E_{cv}} \frac{1}{E_+ + i2\hbar\eta - E_{cv}(\vec{k})} \vec{\mathcal{E}}_1 \vec{\nabla}_{\vec{k}} \left[\frac{1}{E_+ + i\hbar\eta - E_{cv}(\vec{k})} \vec{\mathcal{E}}_1 \vec{\nabla}_{\vec{k}} \right. \\ & \left. \left(\frac{1}{E_+ - E_{cv}(\vec{k})} \frac{\vec{\mathcal{E}}_2 \cdot \vec{P}_{cv}}{E_{cv}} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.2.13})$$

Dans cette équation, si l'on suppose que $\eta = 0$, c'est à dire que le champ électrique uniforme $\vec{\mathcal{E}}_1$ a été appliqué bien avant l'arrivée du photon, et, si l'on identifie Γ au paramètre d'élargissement, la variation $\Delta \epsilon(E, \Gamma, \vec{\mathcal{E}}_1)$ de la constante diélectrique correspondante aux transitions de la bande de valence à la bande de conduction peut

s'écrire

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon(E, \Gamma, \vec{\mathcal{E}}_1) \approx & - \frac{4\pi e^2 \hbar^2}{m_V^2} \sum_{\vec{k}} \frac{(\vec{\partial} \vec{P}_{cv}^*)}{E_{cv}} \cdot \frac{1}{W} \vec{\mathcal{E}}_1 \cdot \nabla_{\vec{k}} \left(\frac{1}{W} \frac{(\vec{\partial} \vec{P}_{cv})}{E_{cv}} \right) \\ & + \frac{4\pi e^2 \hbar^2}{m_V^2} \sum_{\vec{k}} \frac{(\vec{\partial} \vec{P}_{cv}^*)}{E_{cv}} \cdot \frac{1}{W} \vec{\mathcal{E}}_1 \cdot \nabla_{\vec{k}} \left[\frac{1}{W} \vec{\mathcal{E}}_1 \cdot \nabla_{\vec{k}} \left(\frac{1}{W} \frac{(\vec{\partial} \vec{P}_{cv})}{E_{cv}} \right) \right] \end{aligned}$$

(II.2.14)

avec

$$W = E_+ - E_{cv}(\vec{k}),$$

$$E_{cv}(\vec{k}) = E_c(\vec{k}) - E_v(\vec{k}).$$

$\Delta\epsilon$ contient un terme linéaire et un terme quadratique en champ électrique. On peut remarquer que, si le cristal possède la symétrie d'inversion ($\vec{P}_{cv}^*(\vec{k}) = \vec{P}_{cv}(\vec{k})$) ou si $\vec{P}_{cv}(\vec{k})$ varie peu en fonction de $\vec{k}$, alors le terme linéaire en champ électrique disparaît, et seul demeure le terme du troisième ordre quadratique en champ électrique.

En ne conservant que le terme quadratique en champ électrique on peut montrer que les éléments du tenseur diélectrique sont alors donnés par l'expression (15) :

$$\Delta\epsilon_{ij}(E, \Gamma, \vec{\mathcal{E}}_1) = \frac{8\pi e^2 \hbar^2 P_{vc}^i P_{cv}^j}{m^2 E^2} \frac{2}{(2\pi)^3} \int_{z.B.} d^3\vec{k} \frac{(\hbar\Omega)^3}{(E_{cv}(\vec{k}) - E - i\Gamma)^4}$$

(II.2. 15)

où $\Delta\epsilon_{ij}$ est définie par

$$\Delta\epsilon(E, \vec{\epsilon}_1, \Gamma) = \sum_i \sum_j e_i e_j \Delta\epsilon_{ij} \quad (\text{II.2.16})$$

e_i est une composante du vecteur unitaire ayant pour direction la polarisation de l'onde lumineuse incidente et

$$(\hbar\Omega)^3 = \sum_k \sum_l \frac{e^2 \hbar^2 \epsilon_k \epsilon_l}{8\mu_{kl}} \quad (\text{II.2.17})$$

En introduisant le tenseur diélectrique $\epsilon_{ij}(E, \Gamma)$, calculé dans l'approximation de la masse effective, l'équation (II.2.15) devient au voisinage d'un point critique

$$\Delta\epsilon_{ij}(E, \vec{\epsilon}_1, \Gamma) = \sum_k \sum_l \frac{e^2 \epsilon_k \epsilon_l}{24 E^2} \left(\frac{1}{\mu_{kl}} \right) \frac{\partial^3 (E^2 \epsilon_{ij}(E, \Gamma))}{\partial E^3} \quad (\text{II.2.18})$$

Ce qui conduit à ce résultat remarquable proposé par D.E. ASPNES et J.E. ROWE (16-18) : dans le modèle à un électron, la perturbation du tenseur diélectrique par le champ électrique est proportionnelle à la dérivée troisième du tenseur diélectrique non perturbé.

3 EXPRESSION DE $\Delta\epsilon_{ij}$ AU VOISINAGE D'UN POINT CRITIQUE

Les variations de $\Delta\epsilon_{ij}$ sont très fortement localisées en énergie autour des points critiques (c.f. Equation II.2.15). On peut remplacer,

autour d'un point critique, la structure des bandes d'énergie par un modèle du type parabolique.

$$E_{cv}(\vec{k}) = E_g + \left(\frac{1}{\mu}\right) \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2} \quad (\text{II.3.1})$$

l'équation (II.2.15) devient alors, (16,14) pour les différents points critiques de dimension $D = 1, 2$ et 3 ,

$$D = 1 \quad \Delta \varepsilon_{ij} = \frac{5i^{1-1}}{8} \left| \frac{2\mu_x}{\hbar^2} \right|^{1/2} k_y k_z Q_{ij}^2 \mathcal{E}_1^2 (E - E_g + i\Gamma)^{-\frac{7}{2}}$$

$$D = 2 \quad \Delta \varepsilon_{ij} = \frac{2i^{1-2}}{3} \left| \frac{4\mu_x \mu_y}{\hbar^4} \right|^{1/2} k_z Q_{ij}^2 \mathcal{E}_1^2 (E - E_g + i\Gamma)^{-3}$$

$$D = 3 \quad \Delta \varepsilon_{ij} = \frac{\pi i^{1-3}}{4} \left| \frac{8\mu_x \mu_y \mu_z}{\hbar^6} \right|^{1/2} Q_{ij}^2 \mathcal{E}_1^2 (E - E_g + i\Gamma)^{-\frac{5}{2}}$$

où

$$Q_{ij} = \frac{e^4 \hbar^4 P_{vc}^i P_{cv}^j}{8\pi \mu_{||} E_m^2} \quad (\text{II.3.2})$$

l est l'ordre du point critique, μ_x, μ_y, μ_z sont les masses effectives réduites et, $\mu_{||}$ est la masse réduite évaluée dans la direction du champ électrique $\vec{\mathcal{E}}_1$. k_y et k_z définissent les bornes d'intégration de (I.2.6) et sont de l'ordre de grandeur des dimensions de la zone de Brillouin.

On doit remarquer que :

- $\Delta\epsilon_{ij}$ ne varie fortement qu'autour de E_g et s'étend en énergie sur une largeur de l'ordre de 2Γ .

- $\Delta\epsilon_{ij}$ est proportionnel au carré du champ électrique et sa forme analytique, donnée par $(E - E_g + i\Gamma)^{-4 + \frac{D}{2}}$, est indépendante du champ électrique.

CONDITION DE VALIDITE

La théorie à champ faible a pour résultats essentiels :

- La perturbation $\Delta\epsilon(E, \vec{\mathcal{E}}_1, \Gamma)$ est proportionnelle au carré du champ électrique $\vec{\mathcal{E}}_1$.
- La forme des variations de $\Delta\epsilon(E, \vec{\mathcal{E}}_1, \Gamma)$ au voisinage d'un point critique ne dépend pas de la valeur du champ électrique.

Dans la théorie de l'effet Franz Keldysh, pour des champs électriques moyens, il apparaît dans $\Delta\epsilon(E, \vec{\mathcal{E}}_1, \Gamma)$ des oscillations caractéristiques dont la pseudopériode dépend du champ électrique. La théorie à champ faible peut s'appliquer dès que ces oscillations caractéristiques n'apparaissent pas.

Pour déterminer dans quel cas la théorie à champ faible est applicable, on se place dans le cas particulier d'un point critique M_0 de dimension 3.

La théorie à champ moyen montre que l'on a (19-22)

$$\Delta\epsilon(E, \Gamma, \vec{\mathcal{C}}_1) = 2A\pi \left\{ e^{i\pi/3} A_1'(z) A_1'(w) + w A_1(z) \cdot A_1(w) \right\} - z^{1/2} \quad (\text{II.4.1})$$

où A_1 est la fonction d'Airy. La théorie à faible champ donne

$$\Delta\epsilon(E, \Gamma, \vec{\mathcal{C}}_1) = - \frac{A}{32} z^{-\frac{5}{2}} \quad (\text{II.4.2})$$

où A est déterminé par l'équation (II.3.2)

$$(\hbar\theta)^3 = 4(\hbar\Omega)^3$$

et
$$z = e^{2i\pi/3} w = (E + i\Gamma - E_g)/\hbar\theta$$

Dans la figure (II.1) sont représentées, pour un tel point M_0 , les courbes données par les équations (II.4.1) et (II.4.2) pour différentes valeurs du paramètre d'élargissement Γ . Cette figure montre que les équations (II.4.1) et (II.4.2) sont pratiquement équivalentes dès que le paramètre d'élargissement Γ est tel que $\Gamma = 2\hbar\theta$. Nous prendrons la relation

$$\Gamma > 3\hbar\Omega \quad (\text{II.4.3})$$

comme condition de validité

$$(3|\hbar\Omega| \approx 2|\hbar\theta|)$$

On retrouve l'ordre de grandeur de cette condition par des considérations énergétiques. Soit un ensemble de particules classiques de masse μ sans vitesse initiale, accélérées dans un champ

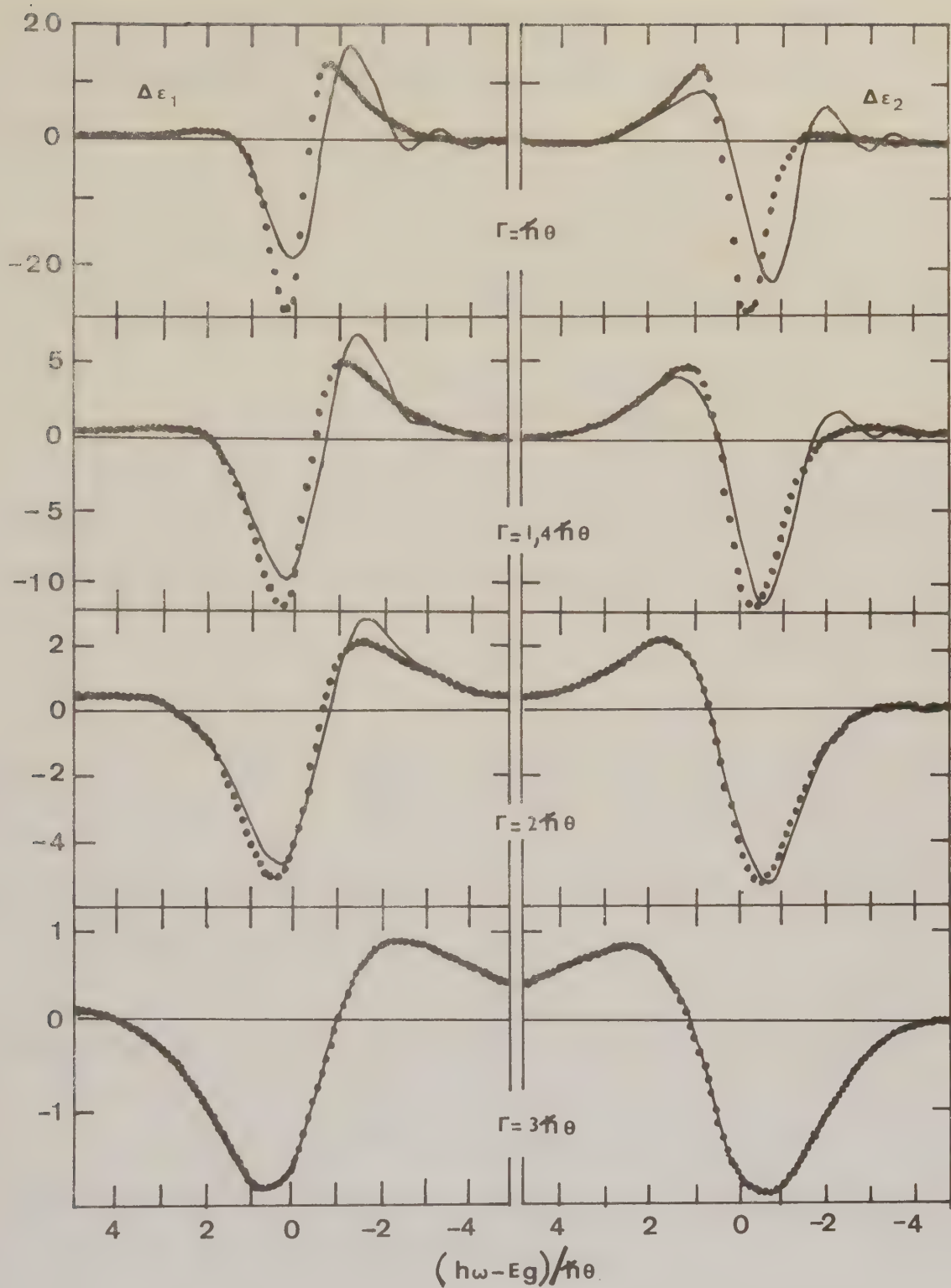


Figure (II.1) : En traits pleins (—) spectres d'électroréflexion théoriques pour les champs électriques moyens.

En pointillés (...) spectres d'électroréflexion théoriques pour les champs électriques faibles.

électrique uniforme $\mathcal{E}_1$ pendant un temps τ . Si τ est la durée de vie de la particule, τ est relié au paramètre d'élargissement Γ par :

$$\tau \cdot \Gamma \approx \frac{\hbar}{2}$$

L'énergie acquise par la particule pendant le temps τ est :

$$\Delta W = \int_0^{\tau} (e\vec{\mathcal{E}}_1) \cdot \left(\frac{-e\vec{\mathcal{E}}_1}{\mu_{||}} \right) t \, dt = \frac{e^2 \mathcal{E}_1^2 \tau^2}{2 \mu_{||}} \quad (\text{II.4.4})$$

L'effet du champ électrique sur l'énergie acquise par la particule sera négligeable si, en fin de transition, on a

$$\frac{\Delta W}{\Gamma} \ll 1 \quad (\text{II.4.5})$$

or

$$\frac{\Delta W}{\Gamma} = \frac{e^2 \mathcal{E}_1^2 \hbar^2}{8 \mu_{||}^3} = \left(\frac{\hbar \Omega}{\Gamma} \right)^3 \quad (\text{II.4.6})$$

la condition (II.4.5) devient donc $\frac{\hbar \Omega}{\Gamma} \ll 1$, condition qui est compatible avec la relation (II.4.3)

5 RELATIONS ENTRE $\Delta \epsilon_{ij}$ ET LES VARIATIONS ΔR DU POUVOIR REFLECTEUR

Le coefficient de réflexion complexe r , sous incidence normale, du cristal d'indice (n, k) situé dans un milieu sans perte d'indice de réfraction n_0 est donné par :

$$r = \frac{n + ik - n_0}{n + ik + n_0} = |r| e^{i\theta} \quad (\text{II.5.1})$$

La différentiation de (II.5.1) donne

$$\frac{\Delta|r|}{|r|} + i\Delta\theta = \frac{2 n_0 \Delta(n + ik)}{(n + ik)^2 - n_0^2} \quad (\text{II.5.2})$$

Compte tenu de la relation (I.1.1) nous avons, quelle que soit la variation $\Delta\epsilon$ de la constante diélectrique ϵ ,

$$2(n+ik) \Delta(n+ik) = \Delta\epsilon_1 + i\Delta\epsilon_2 \quad (\text{II.5.3})$$

Sachant que le pouvoir réflecteur $R = r^* \cdot r$, il est possible d'en déduire $\Delta\epsilon_1$ et $\Delta\epsilon_2$ ⁽²³⁾.

$$\Delta\epsilon_1 = \frac{1}{2} \gamma \frac{\Delta R}{R} - \delta \Delta\theta \quad (\text{II.5.4})$$

$$\Delta\epsilon_2 = \frac{1}{2} \delta \frac{\Delta R}{R} + \gamma \Delta\theta$$

avec :

$$\gamma = \frac{n}{n_0} (n^2 - 3k^2 - n_0^2) \quad (\text{II.5.5})$$

$$\delta = \frac{k}{n_0} (3n^2 - k^2 - n_0^2)$$

l'élimination de $\Delta\theta$ conduit à

$$\frac{\Delta R}{R} = \alpha(\epsilon_1, \epsilon_2, n_0) \Delta\epsilon_1 + \beta(\epsilon_1, \epsilon_2, n_0) \Delta\epsilon_2 \quad (\text{II.5.6})$$

où les coefficients de SERAPHIN ⁽²⁴⁾ α et β sont donnés par

$$\alpha = \frac{2\gamma}{\gamma^2 + \delta^2} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{2\delta}{\gamma^2 + \delta^2} \quad (\text{II.5.7})$$

En introduisant l'équation (II.2.16) $\frac{\Delta R}{R}$ devient

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re}(\alpha - i\beta) \sum_{ij} e_i e_j \Delta \epsilon_{ij} \quad (\text{II.5.8})$$

Il nous faut souligner que l'équation (II.5.8) détermine les spectres d'électroreflexion à faible champ électrique uniforme ($\hbar \Omega < \frac{\Gamma}{3}$), lorsque la partie linéaire de la variation $\Delta \epsilon$ en fonction du champ électrique est négligeable (II.2.14), et ceci dans le modèle à un électron.

En fait, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, l'effet exciton joue un rôle prépondérant dans les propriétés optiques d'un cristal. On peut montrer que la constante diélectrique $\epsilon^{\text{ex}}(\omega)$ calculée dans le modèle de SLATER-KOSTER se déduit de la constante diélectrique $\epsilon(\omega)$ calculée sans interaction coulombienne par (25)

$$\epsilon^{\text{ex}}(\omega) - 1 = \frac{\epsilon(\omega) - 1}{1 + g[\epsilon(\omega) - 1]} \cdot (g < 0) \quad (\text{II.5.9})$$

A une perturbation $\Delta \epsilon(\omega)$ de $\epsilon(\omega)$ correspond une perturbation $\Delta \epsilon^{\text{ex}}(\omega)$ de $\epsilon^{\text{ex}}(\omega)$ donnée par

$$\Delta \epsilon^{\text{ex}}(\omega) = \Delta \epsilon(\omega) \left[1 - g(\epsilon(\omega) - 1) \right]^2 \quad (\text{II.5.10})$$

En tenant compte de l'effet exciton l'équation (II.5.8) devient

$$\frac{\Delta R}{R} = \operatorname{Re}(\alpha - i\beta) \left[1 - g(\epsilon(\omega) - 1) \right]^2 \Delta\epsilon \quad (\text{II.5.11})$$

Un deuxième effet jouant un rôle important dans les spectres d'électroreflexion est la non-uniformité du champ électrique. La non-uniformité (non.u.) du champ électrique peut ne pas être négligeable lorsque le champ électrique est obtenu par barrière de surface. Si $\mathcal{E}_1(0)$ est le champ électrique à la surface du cristal, et si $\mathcal{E}_1(z)$ est le champ électrique dans le cristal au point d'abscisse z ($z > 0$), on peut exprimer⁽²⁶⁾ à partir de $\Delta\epsilon(E, \mathcal{E}_u)$.

$$\Delta\epsilon(E, \mathcal{E}_{\text{non.u.}}) = \Delta\epsilon(E, \mathcal{E}_u) \cdot (-2ik) \int_0^\infty e^{+2ikz} \frac{\mathcal{E}_1^2(z)}{\mathcal{E}_1^2(0)} dz \quad (\text{II.5.12})$$

$$\text{où} \quad k = \frac{\omega}{c} \epsilon^{1/2} \quad (\text{II.5.13})$$

Les effets de l'exciton et de la non-uniformité du champ électrique transforment l'équation (II.5.8) en

$$\frac{\Delta R}{R} = \operatorname{Re} C_S \cdot C_{\text{ex}} \cdot C_{\text{non.u.}} \sum_{ij} \frac{e_i}{i} \frac{e_j}{j} \Delta\epsilon_{ij} \quad (\text{II.5.14})$$

où C_S est donné par les coefficients de SERAPHIN :

$$C_S = \alpha - i\beta \quad (\text{II.5.15})$$

$$C_{\text{ex}} = \left[1 - g(\epsilon(\omega) - 1) \right]^2 \quad (\text{II.5.16})$$

$$C_{\text{non u}} = -2ik \int_0^\infty e^{+2ikz} \frac{\epsilon_1^2(z)}{\epsilon_1^2(0)} dz \quad (\text{II.5.17})$$

II.6 EXPRESSION DE $\frac{\Delta R}{R}$ EN FONCTION DE χ_{ijkl}

Le tenseur de rang quatre de susceptibilité du troisième ordre χ_{ijkl} défini à partir de la polarisabilité $\vec{P}$,

$$P_i = \sum_j \chi_{ij} \epsilon_j + \sum_j \sum_k \chi_{ijk} \epsilon_j \epsilon_k + \sum_j \sum_k \sum_l \chi_{ijkl} \epsilon_j \epsilon_k \epsilon_l + \dots \quad (\text{II.6.1})$$

est relié à $\Delta\epsilon_{ij}$ par la relation

$$\Delta\epsilon_{ij} = \sum_k \sum_l 4\pi \epsilon_k \epsilon_l \chi_{ijkl} \quad (\text{II.6.2})$$

Des équations (II.2.15) et (II.2.16) on déduit

$$\chi_{ijkl} = \frac{e^4 \hbar^4 P_{vc}^i P_{vc}^j}{16\pi^3 m^2 E^2} \int_{Z.B} d^3k \frac{1}{\mu_{kl} [E_{cv}(k) - E - i\eta]^4} \quad (\text{II.6.3})$$

L'équation (II.5.14) devient alors

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re } C \sum_{ij} e_i e_j \sum_{kl} 4\pi \epsilon_k \epsilon_l \chi_{ijkl} \quad (\text{II.6.4})$$

où

$$C = C_S \cdot C_{\text{ex}} \cdot C_{\text{non u}} \quad (\text{II.6.5})$$

II.7 DETERMINATION DE L'ENERGIE E_g DE LA TRANSITION INTERBANDE ET DU PARAMETRE D'ELARGISSEMENT Γ

Pour une transition interbande au voisinage d'un point critique les équations (II.3.2) et (II.5.14) conduisent à

$$\frac{\Delta R}{R} = \operatorname{Re} C e^{i\theta} \frac{1}{\mathcal{G}} (E_g - E + i\Gamma)^{-n} \quad (\text{II.7.1})$$

Où C et θ sont deux constantes réelles déterminées par

$$C e^{i\theta} = A(C_S C_{\text{ex}} \cdot C_{\text{non u}}) \quad (\text{II.7.2})$$

A est donné par (II.3.2), n dépend de la dimension D du point critique

$$n = 4 - \frac{D}{2} \quad (\text{II.7.3})$$

C est un facteur d'amplitude et θ un facteur de phase.

La figure (II.2) donne les différentes formes de $\frac{\Delta R}{R}$ en fonction de $X = \frac{E_g - \hbar\omega}{\Gamma}$ avec $n = 3$ (point critique de dimension 2) et $n = \frac{5}{2}$ (point critique de dimension 3) pour différentes valeurs du facteur de phase θ . On peut remarquer sur cette dernière figure que la forme des courbes est très sensible à la valeur de θ , que le gap est toujours situé entre les deux extrémums principaux et que la séparation en énergie des deux extrémums varie relativement peu. La possibilité de déterminer E_g et Γ , directement à partir des courbes, provient du fait que le rapport des valeurs absolues des 2 pics

principaux est une valeur caractéristique de la phase θ .

D.E. ASPNES⁽²⁷⁾ a développé une méthode, dite méthode des trois points, permettant de déterminer E_g et Γ , basée sur les structures remarquables du spectre (figure II.3)

- le premier pic A d'amplitude $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_A$ d'énergie E_A
- le deuxième pic B d'amplitude $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_B$ d'énergie E_B
- la ligne de base $\frac{\Delta R}{R} = 0$.

En posant

$$\rho = - \frac{\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_B}{\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_A} \quad (\text{II.7.4})$$

le gap E_g et le paramètre d'élargissement Γ sont donnés par

$$\begin{aligned} E_g &= E_A + (E_B - E_A) f(\rho) \\ \Gamma &= (E_B - E_A) g(\rho) \end{aligned} \quad (\text{II.7.5})$$

où les fonctions $f(\rho)$ et $g(\rho)$ (figure II.3) du paramètre d'asymétrie ρ sont déterminées à partir des spectres théoriques représentés sur la figure (II.2). Sur cette figure, on peut remarquer que $f(\rho)$ dépend peu de n , ce qui entraîne la détermination précise du gap E_g . La fonction $g(\rho)$, plus sensible à n , peut néanmoins, permettre de déterminer Γ avec une précision de 20 %, selon le modèle pris pour caractériser le type de point critique.

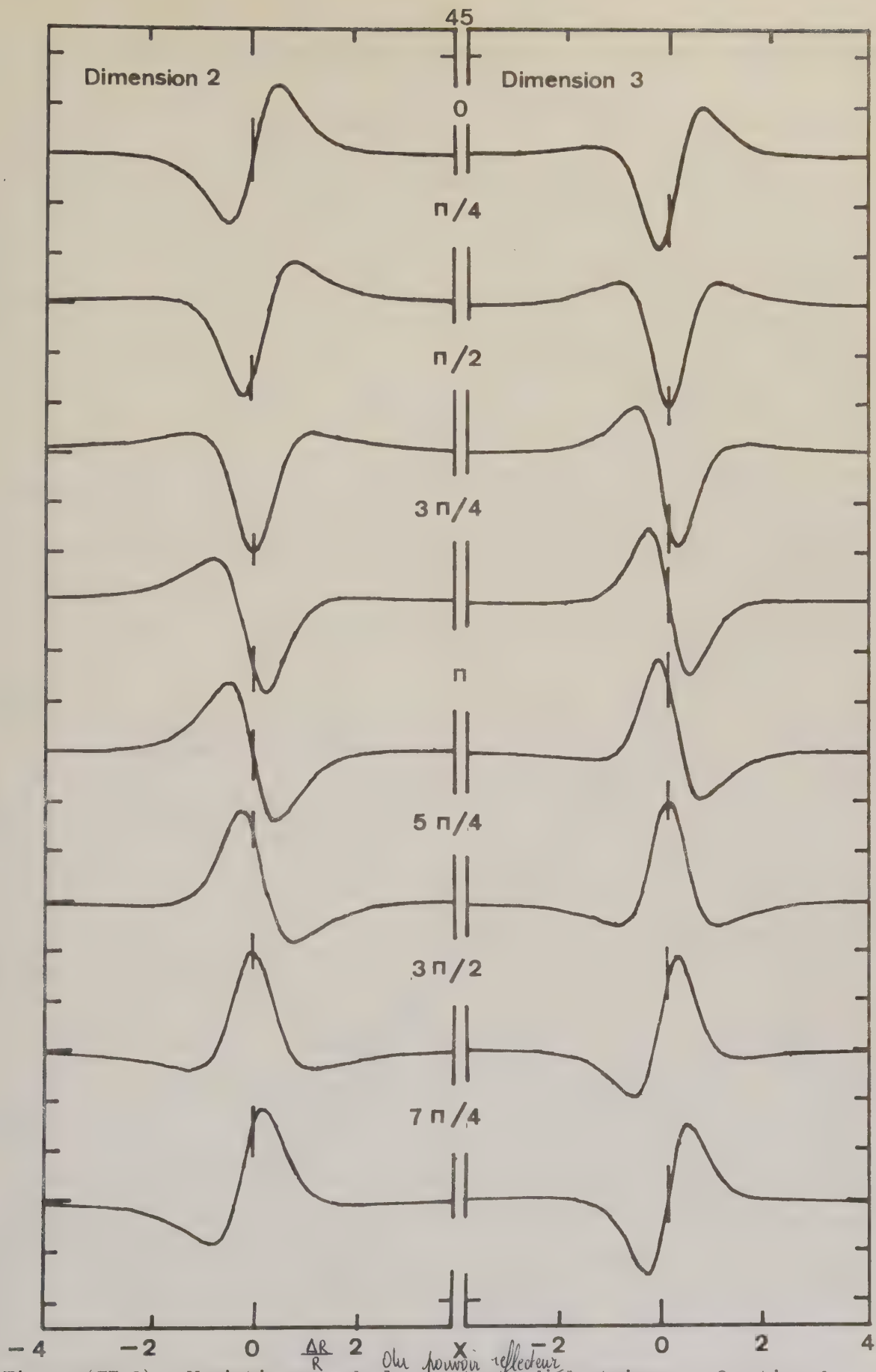


Figure (II.2) : Variations $\Delta \epsilon$ de la constante diélectrique en fonction du facteur de phase θ dans le cas d'un point critique de dimension 2 et de dimension 3 ; $X = \frac{E_g - E}{\Gamma}$.

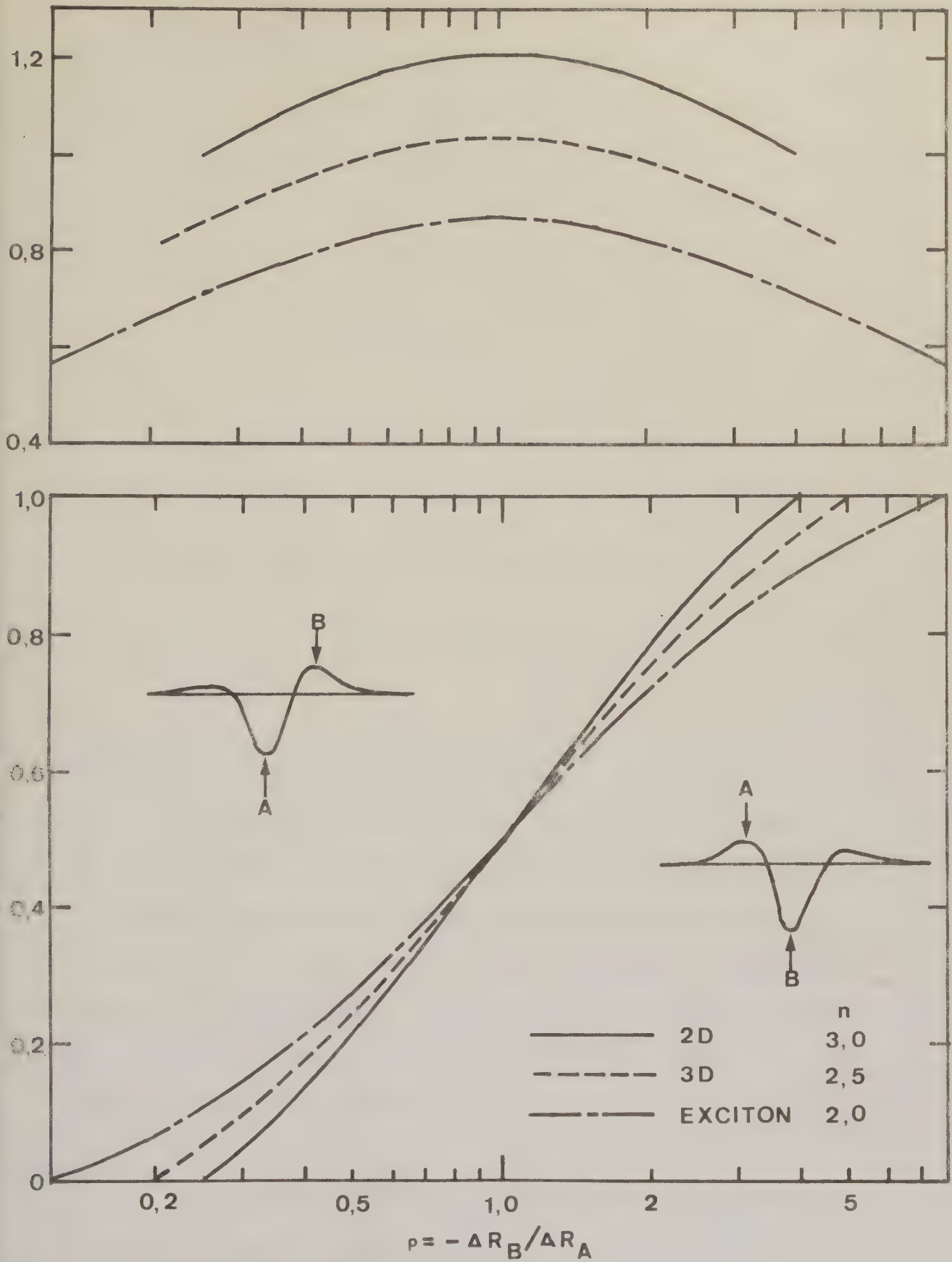


Figure (II.3) : Fonction $f(\rho)$ et $g(\rho)$ pour différents types de points critiques.

Chapitre III

METHODE EXPERIMENTALE ET DISPOSITIF DE MESURES

1.1 DISPOSITIFS D'APPLICATION DU CHAMP ELECTRIQUE

Un spectre d'électroréflexion est la mesure du rapport $\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(\mathcal{E}) - R(0)}{R(0)}$ en fonction de l'énergie des photons incidents. La quantité $\frac{\Delta R}{R}$ pour les semi-conducteurs non ferro-électriques est inférieure à 10^{-3} . Pour mesurer ce signal il est donc nécessaire de moduler le champ électrique, appliqué à l'échantillon, et de détecter la variation correspondante du pouvoir réflecteur par des techniques de détection synchrone.

L'application d'un champ électrique dans un semiconducteur peut être obtenue à l'aide de deux méthodes dont l'utilisation

dépend de la résistivité et la photoconductivité du semiconducteur ⁽¹⁾. La première méthode, utilisable uniquement sur des semiconducteurs de fortes résistivités ($\rho > 10^8 \Omega.cm$) et faiblement photoconducteurs, consiste à appliquer le champ électrique en polarisant fortement deux électrodes séparées par le semiconducteur ⁽²⁸⁻³¹⁾. La deuxième méthode s'applique aux semiconducteurs de résistivité plus faible ; elle consiste à utiliser la charge d'espace de surface de l'échantillon. En effet, la structure des bandes d'énergie, définie pour un semiconducteur infini, est perturbée localement au voisinage de sa surface. Cette perturbation est créée par des états de surface : défauts cristallins, impuretés, oxydes. Le remplissage de ces états de surface donne naissance à une barrière de potentiel V_S et à un champ électrique superficiel $\mathcal{E}_S$.

Plusieurs dispositifs permettent de faire varier le champ électrique superficiel. Ils consistent tous à appliquer une différence de potentiel entre le semiconducteur et une électrode :

- Dans la méthode de l'électrolyte cette électrode est constituée par l'électrolyte ^(32,33).

- Dans le cas d'une hétérojonction solide, l'électrode est un semiconducteur dégénéré ou un métal déposé sur la surface du semiconducteur. Cette contre-électrode doit être transparente à la lumière utilisée.

La méthode de l'électrolyte est la plus couramment utilisée

depuis son introduction en 1965 par K.L. SHAKLEE et al.⁽³³⁾ car elle est facile à mettre en oeuvre et possède une large ouverture spectrale allant de l'infrarouge à l'ultra-violet suivant l'électrolyte utilisé. Cependant elle a deux inconvénients : limitation vers les basses températures et instabilités dues aux attaques chimiques du semiconducteur par l'électrolyte⁽³⁴⁻³⁶⁾.

La méthode de l'hétérojonction est plus difficile à mettre en oeuvre⁽³⁷⁻⁴¹⁾, mais son utilisation, possible à toutes températures, et sa stabilité permettent d'obtenir des résultats remarquables.

2 CHAMP ELECTRIQUE SUPERFICIEL - APPLICATION AUX CONDITIONS DE L'ELECTROREFLEXION

Considérons un cristal s'étendant de $+\infty$ à la surface définie par le plan $z = 0$ (figure (III.1)). Soit ϕ le potentiel défini par

$$e \phi = E_F - E_{F_i} \quad (\text{III.2.1})$$

où E_F est le niveau de Fermi et E_{F_i} le niveau de Fermi intrinsèque. La barrière de potentiel $V = \phi - \phi_b$ représente la différence entre le potentiel ϕ en chaque point de la région de charge d'espace et le potentiel ϕ_b du coeur du cristal. $V_s = \phi_s - \phi_b$ est la hauteur de la barrière de surface. Si $\rho(z)$ est la densité de charge au point z et ϵ la constante diélectrique statique du semiconducteur, V est

solution de l'équation de Poisson.

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = - \frac{\rho(z)}{\epsilon} . \quad (\text{III.2.2})$$

Cette équation a pour condition aux limites $V(0) = V_S$ et $V(\infty) = 0$

La densité de charge $\rho(z)$ dans un semiconducteur non dégénéré (statistique de Boltzmann), en supposant les impuretés ionisées, est donnée par⁽⁴²⁾

$$\rho(z) = e \left[n_b - p_b + p(z) - n(z) \right] = en_i \left[e^{\frac{e\phi_b}{kT}} + e^{-\frac{e\phi}{kT}} - e^{\frac{e\phi}{kT}} - e^{-\frac{e\phi_b}{kT}} \right] \quad (\text{III.2.3})$$

où $n_b(p_b)$ est le nombre d'électrons (de trous) dans le coeur du cristal. $n(z)$ ($p(z)$) est le nombre d'électrons (de trous) au point z de la charge d'espace. n_i est le nombre de porteurs du cristal intrinsèque.

L'intégration de l'équation (III.2.3) conduit à

$$\left(\frac{dV}{dz} \right)^2 = \mathcal{E}^2(z) = - \frac{1}{\epsilon} \int_{V_S}^0 \rho(z) dV(z). \quad (\text{III.2.4})$$

Le champ électrique $\mathcal{E}(z)$ obtenu à l'aide de (III.2.3) est

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(z) = - \operatorname{sgn}(V) \mathcal{E}_{Db} & \left[e^{\frac{e\phi_b}{kT}} (e^{\frac{eV}{kT}} - 1) + e^{-\frac{e\phi_b}{kT}} (e^{-\frac{eV}{kT}} - 1) \right. \\ & \left. - \frac{eV}{kT} \left(e^{\frac{e\phi_b}{kT}} - e^{-\frac{e\phi_b}{kT}} \right) \right]^{1/2} . \end{aligned} \quad (\text{III.2.5})$$

avec

$$\mathcal{E}_{Db} = \left[\frac{2 k T n_i}{\varepsilon} \right]^{1/2} \quad (\text{III.2.6})$$

Le champ électrique superficiel $\mathcal{E}_s$ est obtenu en faisant $V = V_s$ dans l'équation précédente. L'équation (III.2.5) est l'expression générale du champ électrique $\mathcal{E}(z)$ pour une barrière de potentiel V donnée. Si l'on augmente la barrière de potentiel V en appliquant une tension $V_{ext.}$, le champ électrique sera approximativement donné par l'expression (III.2.5) en remplaçant V par $V + V_{ext.}$

Nous avons précisé au chapitre précédent que la non-uniformité du champ électrique pouvait jouer un rôle important. Pour minimiser et, le cas échéant, supprimer cette non-uniformité, il est intéressant de polariser la barrière de surface de façon à se trouver en régime de déplétion.

Nous allons étudier la charge d'espace en régime de déplétion (barrière de Schottky), dans le cas d'un semiconducteur de type n par exemple, pour montrer l'intérêt d'un tel régime dans l'obtention des spectres d'électroréflexion.

Le régime de déplétion est atteint lorsque

$$- 2 \phi_b < V < 0 \quad (\text{III.2.7})$$

En négligeant les termes en $n_i e^{-\frac{e\phi_b}{kT}}$, c'est-à-dire le nombre N_a d'accepteurs devant le nombre de donneurs $N_d = n e^{-\frac{e\phi_b}{kT}}$ dans l'équation (III.2.5), $\mathcal{C}(z)$ prend la forme

$$\mathcal{C}(z) = - \operatorname{sgn}(v) \sqrt{\frac{2kT N_d}{\epsilon}} \left[e^{\frac{eV}{kT}} - \frac{eV}{kT} - 1 \right]^{1/2} \quad (\text{III.2.8})$$

V est négatif ; pour une valeur suffisamment grande de V , le terme exponentiel devient négligeable et l'on obtient pour le carré du champ électrique

$$\mathcal{C}^2(z) = - \frac{2 e N_d}{\epsilon} \left[-V - \frac{kT}{e} \right]. \quad (\text{III.2.9})$$

En posant $V_{\text{int.}} = V + \frac{kT}{e}$, si l'on polarise la barrière par une tension $-V_{\text{ext.}}$ petite devant $V_{\text{int.}}$, l'équation (III.2.9) devient

$$\mathcal{C}^2(z) = - \frac{2 e N_d}{\epsilon} V_B \quad (\text{III.2.10})$$

dans laquelle la hauteur de la barrière $V_B = V_{\text{int.}} + V_{\text{ext.}}$

Dans le chapitre II, nous avons montré que les spectres d'électroréflexion à faible champ électrique avaient une amplitude quadratique en champ électrique et que leurs formes étaient indépendantes du champ électrique si C n'était pas une fonction du champ électrique. Ainsi, si $\mathcal{C}_1$ est déterminé par V_{B_1} et $\mathcal{C}_2$ est déterminée par V_{B_2} , on obtient

$$\frac{\Delta R(\phi_1) - \Delta R(\phi_2)}{R} = (\phi_1^2 - \phi_2^2)H(E) = \frac{2eN_d}{\epsilon} (V_{B_2} - V_{B_1})H(E)$$

(III.2.11)

où $H(E)$, déterminé à partir de l'équation (II.7.1), est la fonction donnant la forme du spectre d'électroréflexion.

L'équation (III.2.11) montre que, dans le cas d'une barrière de Schottky, l'amplitude des spectres d'électroréflexion à champ faible est proportionnelle à la variation de la hauteur de la barrière de surface. Cette dernière condition n'est vérifiée que si C (II.7.1) est indépendant du champ électrique. Or

$$C = C_s + C_{ex} + C_{non\ u.}$$

C_s est indépendant du champ électrique, $C_{non\ u.}$ et C_{ex} dépendent du champ électrique. C_{ex} doit peu varier pour des champs faibles. Dans ce cas il est intéressant de déterminer dans quelles conditions $C_{non\ u.}$ peut être négligeable. L'intégration de (III.2.7) conduit à

$$\phi(z) = - \frac{e N_D}{\epsilon} z + \sqrt{\frac{2 e N_d}{\epsilon}} \cdot \sqrt{-V_s - \frac{kt}{e}} \quad (II.2.12)$$

Le champ électrique est donc nul pour (figure III.1.b)

$$d = \frac{\epsilon \mathcal{E}_s}{e N_d} , \quad (\text{III.2.13})$$

alors $\mathcal{C}(z) = \mathcal{C}_s (1 - \frac{z}{d}) .$ (III.2.14)

La relation (II.5.17) admet un développement limité au premier ordre sous la forme (15)

$$C_{\text{non u}} = 1 - \frac{i}{kd} \quad (\text{III.2.15})$$

$I = \frac{1}{kd}$ représente la perturbation due à l'inhomogénéité.

Cette perturbation est négligeable si $I < I_{\text{Max}}$, où I_{Max} est une limite supérieure de l'inhomogénéité que l'on peut se fixer à priori. Le champ électrique $\mathcal{E}_s$ devra donc être tel que

$$\frac{1}{k \frac{\epsilon \mathcal{E}_s}{N_d e}} < I_{\text{Max}} , \quad (\text{III.2.16})$$

pour que l'inhomogénéité soit négligeable, et remplir, en outre, la condition des champs faibles, c'est-à-dire

$$\frac{e^2 \mathcal{E}_s^2 \hbar^2}{8 \mu ||} < \frac{\Gamma}{3} . \quad (\text{III.2.17})$$

Ces conditions sur le champ électrique impliquent des conditions sur la hauteur de la barrière de surface :

$$\frac{N_d e}{2 \epsilon_0} \left[\frac{h c}{|n| E \cdot I_{Max}} \right]^2 < - V_B < 4 |\mu| |\epsilon_0 \Gamma^3 / 27 N_d e^3 h^2|. \text{ (III.2.18)}$$

L'intérêt de l'utilisation de la barrière de Schottky en électroréflexion à faible champ est double :

- L'amplitude des spectres est proportionnelle à la variation de la hauteur de la barrière et ne dépend pas de la hauteur moyenne de la barrière.

- L'effet de l'inhomogénéité du champ électrique peut être déterminé.

III.3 DISPOSITIF DE MESURES

L'ensemble du dispositif est classique ^(1,43) (figure III.2). La source lumineuse utilisée est une lampe quartz iode 75 watts pour le proche infrarouge et le visible ou une lampe en suprasil au xénon haute pression (OSRAM XB0 450 W 4) pour l'ultraviolet. La lumière de la source est focalisée sur la fente d'entrée du monochromateur à l'aide d'un miroir sphérique. L'appareil dispersif est un monochromateur Jobin-Yvon HRS 2 équipé de réseaux ayant 600 traits par millimètre. Une résolution de $10 \overset{\circ}{\text{Å}}$ environ est obtenue, compte tenu de l'ouverture des fentes. Ce monochromateur est équipé d'un système de déroulement linéaire en longueur d'onde. L'étalonnage est vérifié, à chaque changement du réseau, à l'aide d'un laser Hélium néon. Le fais-

ceau lumineux monochromatique, après avoir traversé un filtre (séparateur d'ordre dans l'infrarouge où passe bande dans le visible et l'ultraviolet), est focalisé sur l'échantillon par un miroir sphérique. Ce faisceau, réfléchi par l'échantillon sous une incidence presque normale (10° environ), est détecté par une cellule au sulfure de plomb dans le proche infrarouge ou bien par un photomultiplicateur dans le visible et l'ultraviolet. Les photomultiplicateurs utilisés sont les modèles 150 CVP (réponse spectrale S 1) et le XP 1003 (réponse spectrale S 13).

Le faisceau lumineux réfléchi par l'échantillon est constitué d'une partie continue $I_0 R$ et d'une partie $I_0 \Delta R$ modulée par la variation du champ électrique appliqué à l'échantillon. La partie modulée $I_0 \Delta R$ est amplifiée et détectée à l'aide d'une détection synchrone P.A.R. H.R.8. Dans le cas où la cellule au sulfure de plomb est utilisée, la partie non modulée $I_0 R$ est mesurée en hachant le faisceau lumineux et le rapport $\frac{\Delta R}{R}$ est ensuite effectué (en fait $I_0 R$ est pratiquement constant dans la gamme d'énergie où ce détecteur est utilisé, à savoir 790-900 meV). La cellule au sulfure de plomb est suivie d'un préamplificateur adaptateur d'impédance dont le schéma est donné sur la figure (III.3.). Cet amplificateur joue un rôle prépondérant car il nous permet de mesurer des variations $\frac{\Delta R}{R}$ de l'ordre de 10^{-6} (39) avec un rapport signal détecté sur bruit de deux. Lorsque l'on emploie un photomultiplicateur, un servomécanisme, agissant sur la haute tension du photomultiplicateur, rend $I_0 R$ constant. $I_0 R$ est mesuré à l'aide d'un voltmètre Keitley 602. Le rapport $\frac{\Delta R}{R}$ est obtenu analogiquement ensuite

par un diviseur P.A.R. 230. Le rapport $\frac{\Delta R}{R}$ est injecté sur l'entrée Y d'un enregistreur XY tandis que l'entrée X mesure une tension proportionnelle à la longueur d'onde. Cette tension est donnée par un dispositif comprenant un potentiomètre dix tours de précision relié mécaniquement au mouvement du réseau. La tension de modulation de l'échantillon est délivrée, soit directement par le détecteur synchrone (sortie calibrateur), soit par un générateur de créneaux. Les fréquences utilisées couvrent une gamme de 100 Hz à 1000 Hz. La tension continue est obtenue à partir d'une alimentation basse tension. Le schéma de l'ensemble de polarisation de l'échantillon est donné sur la figure (III.4).

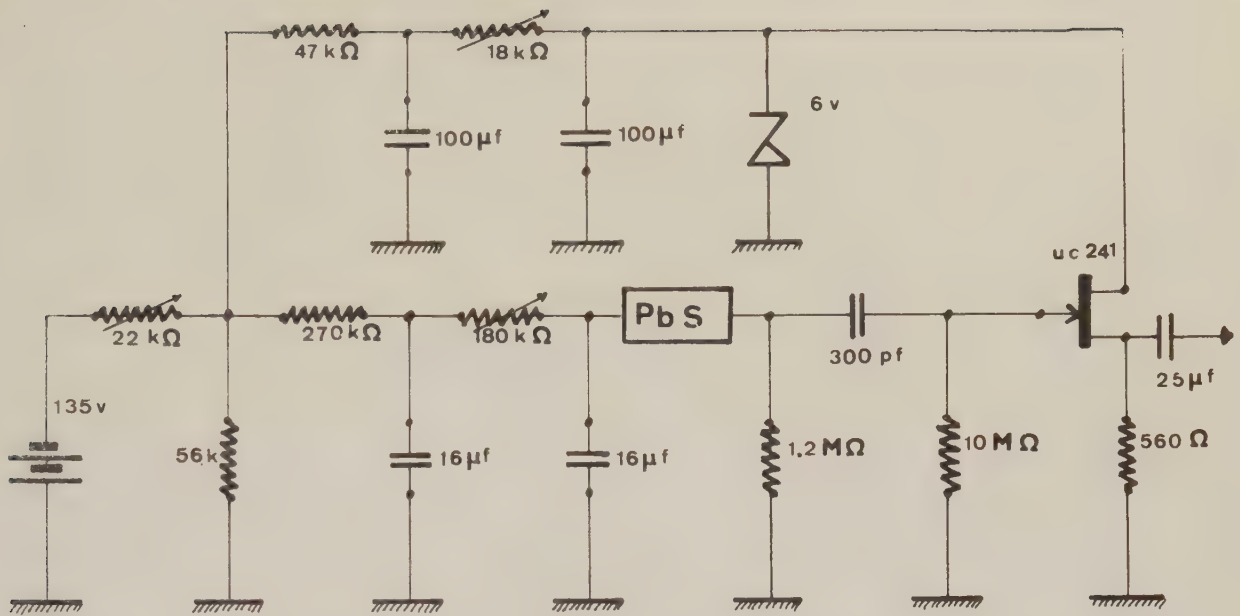


Figure (III.3) : Alimentation et préamplificateur faible bruit de la cellule au sulfure de plomb .

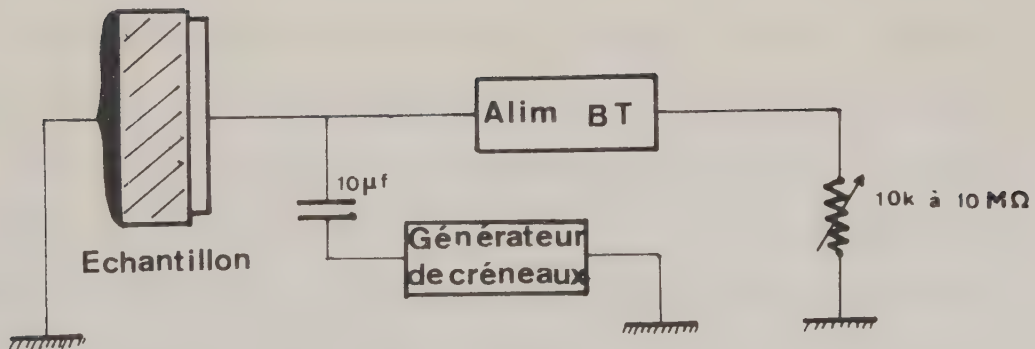


Figure (III.4) : Polarisations de l'échantillon.

Chapitre IV

SPECTRES D'ELECTROREFLEXION DU GERMANIUM

AU VOISINAGE DE LA TRANSITION E_0

1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, notre but est de vérifier expérimentalement les théories développées aux chapitres précédents, en vue d'obtenir d'une part, une détermination précise de l'énergie de la transition E_0 (figure IV.1) entre la bande de valence Γ_8^+ et la bande de conduction Γ_7^- du germanium et, de vérifier d'autre part, la validité de la méthode des trois points. La technique de l'électrolyte, ne permettant pas de travailler aux basses températures, nous avons mis au point une hétérojonction Ge-Cu₂S⁽³⁹⁾ grâce à laquelle nous avons obtenu des résultats très satisfaisants.

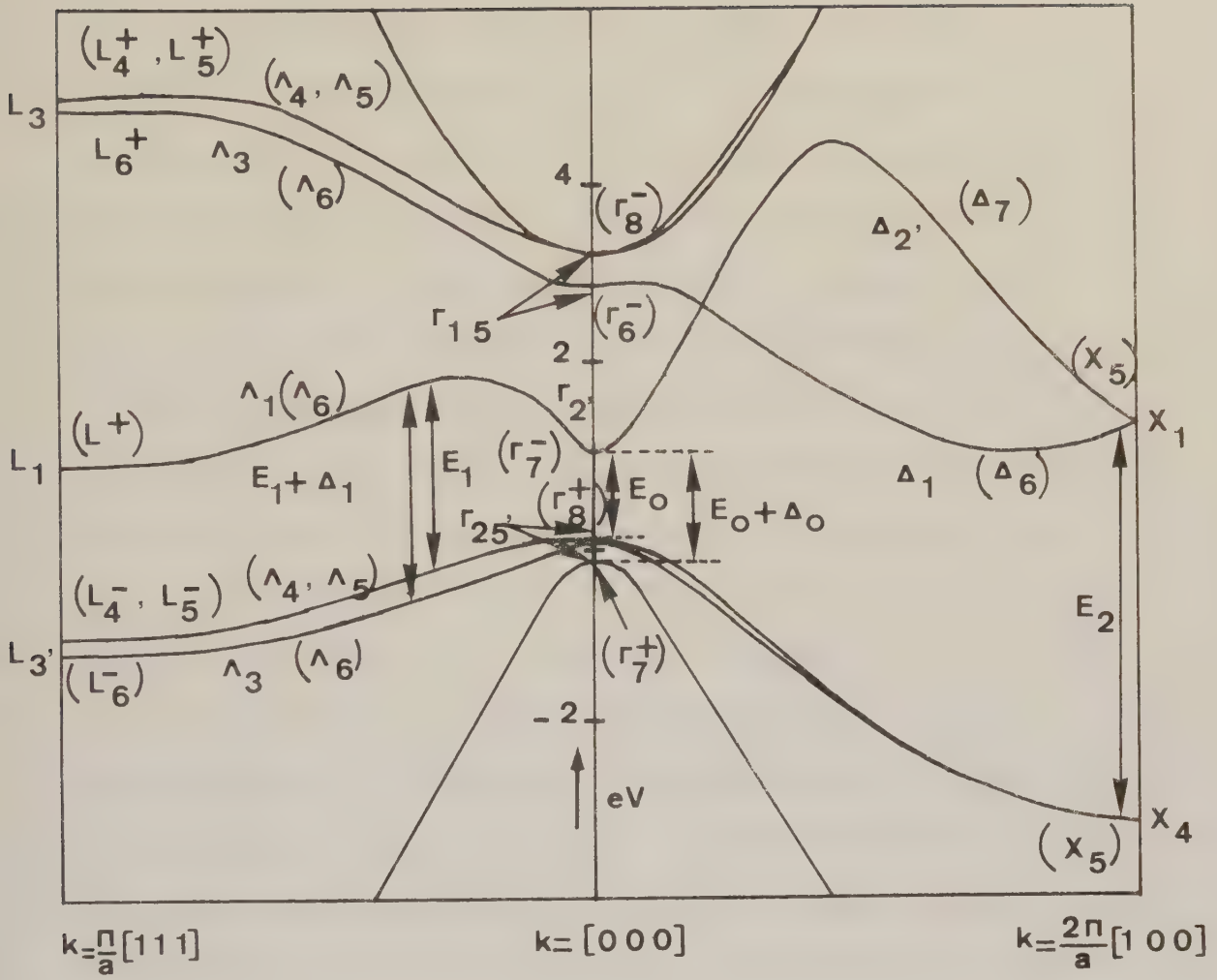


Figure (IV.1) : Structure des bandes d'énergie du germanium

PREPARATION DES ECHANTILLONS

Les échantillons sont obtenus à partir d'un lingot de germanium dopé à l'antimoine de type n, de résistivité $6 \Omega \cdot \text{cm}$ correspondant à $2 \cdot 10^{14}$ électrons par cm^3 (44). Les échantillons utilisés en électroréflexion ont été taillés en forme de parallélépipède de dimensions $10 \times 8 \times 2 \text{ mm}^3$ environ. Une des faces est polie optiquement à l'aide de pâtes diamantées (Struers pâte 7μ , 1μ , A et B). Après un dégraissage au trichlorethylène bouillant, ils sont découpés chimiquement, soit, à l'aide de CP4 (5HNO_3 , 3HF , $3\text{CH}_3\text{COOH}$), soit, avec un mélange d'acide fluorhydrique et nitrique (1HF , 2HNO_3). L'attaque chimique, de durée variant de 10 s à 30 s, est arrêtée brutalement par dilution dans de l'eau désionisée. L'échantillon est ensuite rincé abondamment. La face ainsi traitée, très brillante, présente un aspect granuleux qui ne semble pas gêner nos expériences. La deuxième face est dépolie à l'aide d'une poudre abrasive de grain 302 (BUEHLER-406440 AB) afin de former avec la laque d'argent un contact ohmique. Sur les parties latérales de la face polie il est effectué une évaporation sous vide ($2 \cdot 10^{-6}$ Torr) de SiO ($\approx 1000 \text{ \AA}$), la partie centrale de $2 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ étant protégée. Sur le SiO nous évaporons deux pastilles d'or servant à prendre les contacts électriques avec le Cu_2S évaporé ensuite sur toute la surface de l'échantillon à partir d'un creuset de tungstène, situé à 15 cm au dessous de l'échantillon. L'épaisseur du dépôt ($\approx 800 \text{ \AA}$) est contrôlée avec un "SLOAN". La couche est sulfurée, puis les deux contacts, permettant le contrôle de la résistivité du Cu_2S , sont pris avec de la laque d'argent au dessus des

deux pastilles d'or. L'hétérojonction ainsi constituée (figure IV.2) permet d'obtenir des spectres d'électroréflexion jusqu'à 2,6 eV, cette limite étant liée au coefficient d'absorption du Cu_2S (46-47).

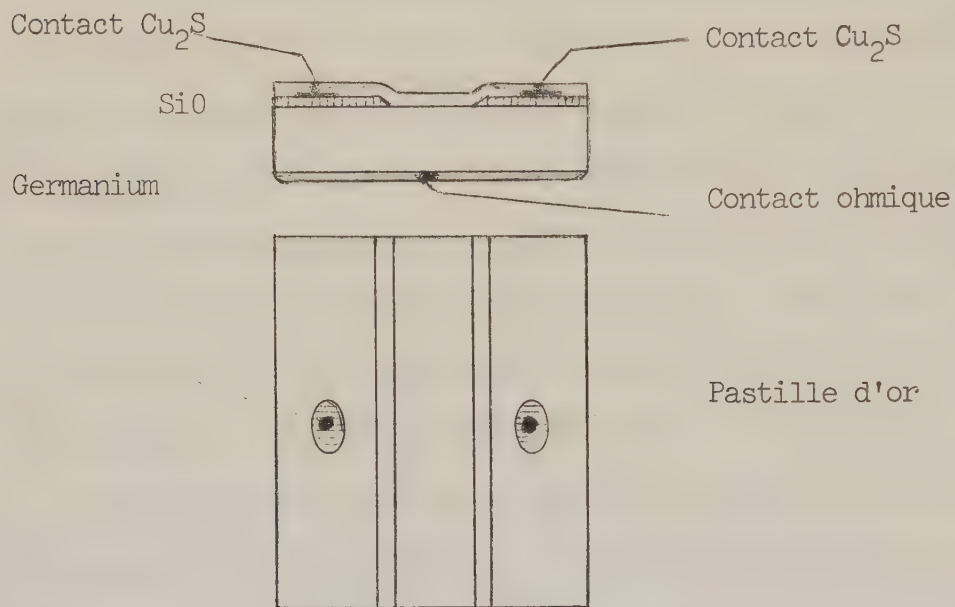


Figure (IV.2) : Hétérojonction Ge- Cu_2S

SPECTRES A FAIBLE CHAMP ELECTRIQUE

La figure (IV.3) montre l'évolution, en fonction de la tension de polarisation, des spectres d'électroréflexion pour une très faible modulation (2 mV). Les tensions indiquées sont mesurées par rapport à la tension des bandes plates, qui, pour cet échantillon, est de + 125 mV. Sur cette figure, nous pouvons voir, qu'en régime d'accumulation, les spectres évoluent rapidement (les spectres + 50 mV et + 100 mV sont très différents), tandis qu'en régime de déplétion, ils sont pratiquement identiques (- 100 mV, - 150 mV). Pour les polarisations négatives supérieures à - 200 mV nous retrouvons une évolution rapide des spectres, évolution due à la création d'une zone d'inversion.

La figure (IV.4) représente l'évolution d'un spectre d'électroréflexion en fonction de la tension de modulation ΔV , la tension appliquée à l'échantillon étant $V = - 0,070 - \Delta V$ volts. Nous remarquons, que l'amplitude des pics est proportionnelle à la modulation (figure IV.5) appliquée, et que la forme des spectres est invariante jusqu'à $\Delta V = 100$ mV.

Ces résultats montrent que, dans le cas de l'hétérojonction Ge - Cu₂S, le modèle de SCHOTTKY est encore applicable bien que le nombre de porteurs soit $N = 2.10^{+14}$ électrons par cm³, correspondant à $\frac{e\phi_b}{kT} = 2$. En effet, nous avons vu au chapitre III que, dans ce modèle, l'amplitude des pics d'électroréflexion était proportionnelle à la tension de modulation appliquée, et que la forme des spectres

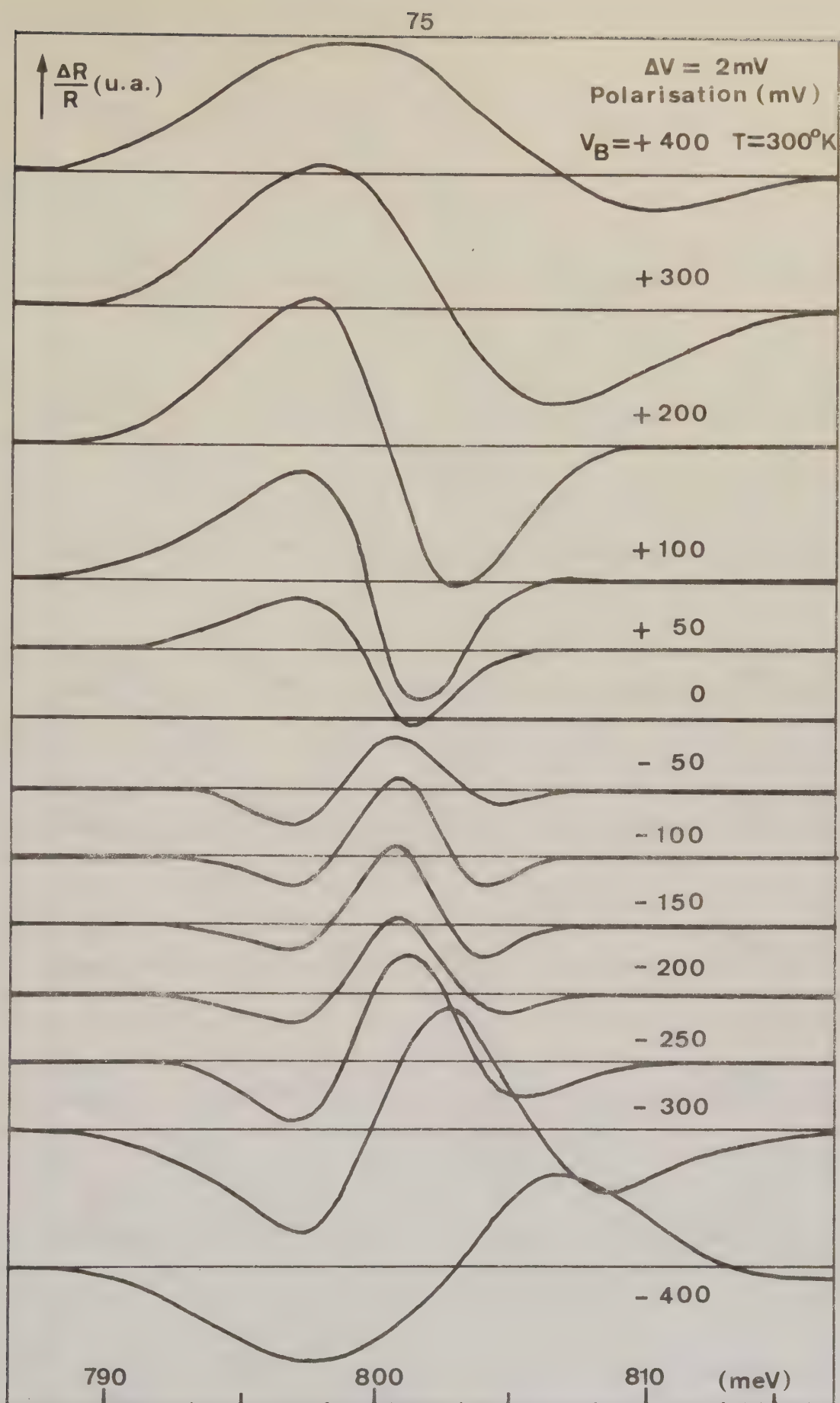


Figure (IV.3) : Spectres d'électroréflexion du germanium au voisinage de la transition E_0 . Evolution des spectres en fonction de V_B .

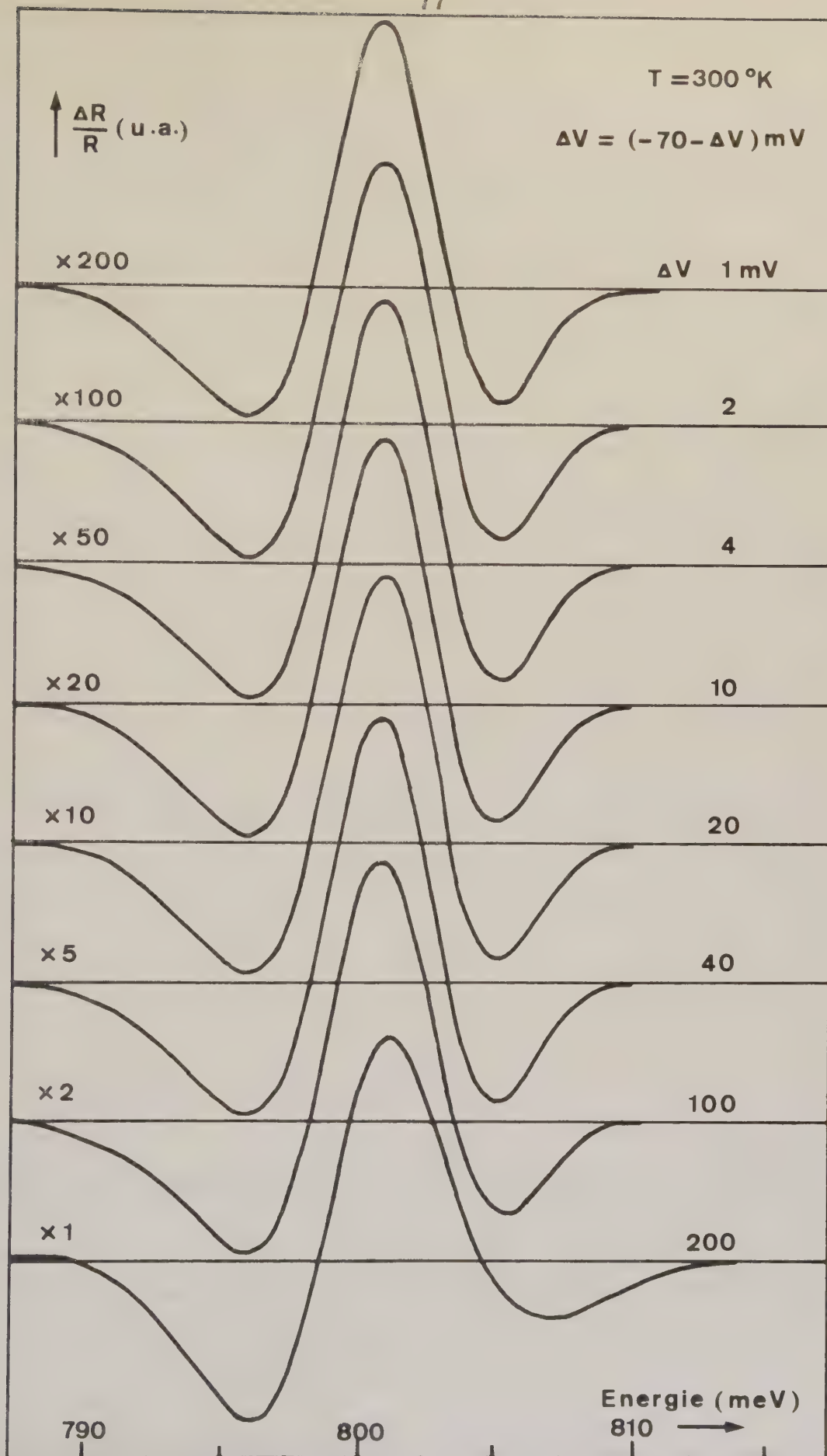


Figure (IV.4) : Spectres d'électroréflexion du germanium au voisinage de la transition E_0 . Evolution des spectres en fonction de la modulation ΔV .

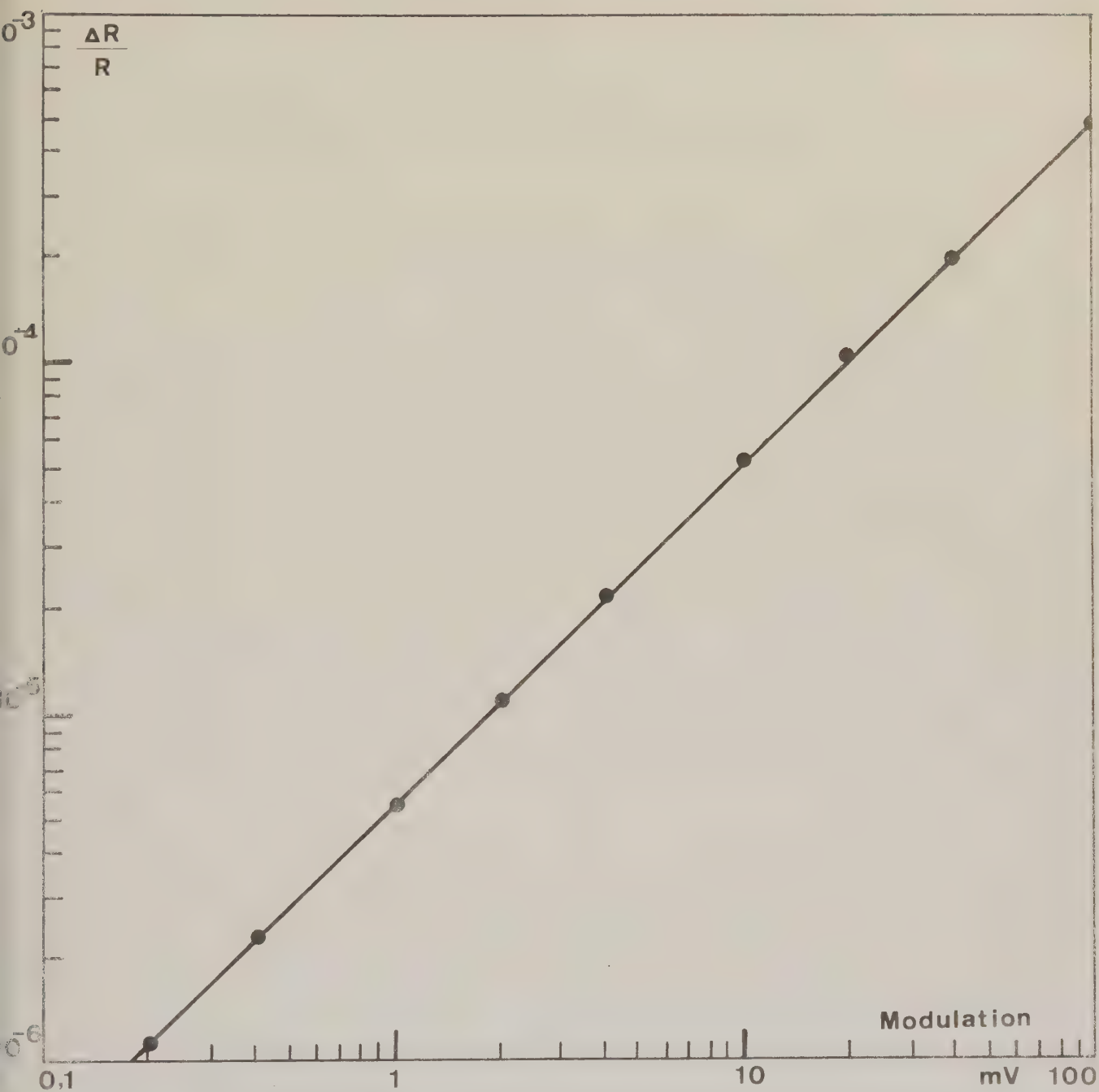


Figure (IV.5) : Amplitude du pic principal des spectres d'électroréflexion du germanium au voisinage de la transition E_0 en fonction de la modulation ΔV .

était indépendante de la hauteur de la barrière V_B à condition que V_B vérifie l'inégalité (III.2.18)

$$\frac{eN_d}{2\epsilon_0} \left[\frac{\hbar c}{|n|E I_{Max}} \right]^2 < -V_B < 4 |\mu| \epsilon_0 \Gamma^3 / 27 N_d e^3 \hbar^2$$

Pour calculer les valeurs extrêmes de V_B , données par cette inégalité, il est nécessaire de déterminer l'énergie de la transition et la valeur du paramètre d'élargissement Γ . Pour cela, nous avons appliqué aux spectres de la figure (IV.4), (à ceux obtenus avec une modulation inférieure à 100 mV) la méthode des trois points. Il a été montré^(27,48-51) que, pour la transition E_0 du germanium, l'exciton jouait un rôle prépondérant. Nous choisissons donc, dans l'équation fondamentale (II.7.1), la valeur $n = 3$ correspondant à un exciton noyé dans le continuum d'un point critique M_0^3 ou à un point critique de dimension 2. La forme des spectres d'électro-réflexion est alors donnée, comme nous l'avons vu au chapitre II, par

$$\frac{\Delta R}{R} = \operatorname{Re} \left[C e^{i\theta} \frac{1}{(E_g - E + i\Gamma)^3} \right] \quad (\text{IV.3.1})$$

La méthode des trois points donne pour cette expérience, effectuée à température ambiante, $E_g = 0,8005$ eV et $\Gamma = 0,0035$ eV. Le niveau Γ_8^+ étant dégénéré et chacun des sous niveaux intervenant de façon analogue quant à l'amplitude, il est logique de prendre, dans l'expression donnant les bornes de $-V_B$, $\mu = \frac{1}{2} (\mu_h + \mu_l) = 0,03$

μ_h et μ_l étant respectivement les masses réduites des trous lourds et des trous légers. Nous pouvons alors en déduire, en prenant $|n| \approx 4$ ⁽⁴⁸⁾, $I_{\text{Max}} = 0,1$ et $\epsilon = 16$, l'inégalité

$$0,035 \text{ V} < -V_B < 0,095 \text{ V}.$$

Ces valeurs correspondent de façon convenable aux ordres de grandeur donnés sur la figure (IV.3)

- Le spectre (- 50 mV) est légèrement affecté par l'inhomogénéité du champ électrique ; l'inhomogénéité a pour effet de diminuer θ ($C_{\text{non.u}} \approx 1 - \frac{1}{kd}$) ; ce qui entraîne une augmentation de l'amplitude du premier pic par rapport au troisième (voir figure II.2).

- Le spectre (- 200 mV) est plus large que le spectre précédent (- 150 mV) ; l'hypothèse du champ électrique faible n'est donc plus applicable.

Pour les autres valeurs de la polarisation, ou, pour des modulations supérieures à 100 mV, nous obtenons des spectres beaucoup plus étendus ne présentant pas d'oscillation. Il est possible alors de supposer que la forme analytique des spectres reste la même et que seuls varient les paramètres caractéristiques C , θ et Γ . Cette hypothèse faite, nous pouvons appliquer la méthode des trois points. La figure (IV.6) montre trois spectres a, b, c d'électroréflexion pris dans des conditions très différentes : les courbes en pointillés sont les courbes théoriques, obtenues à partir de

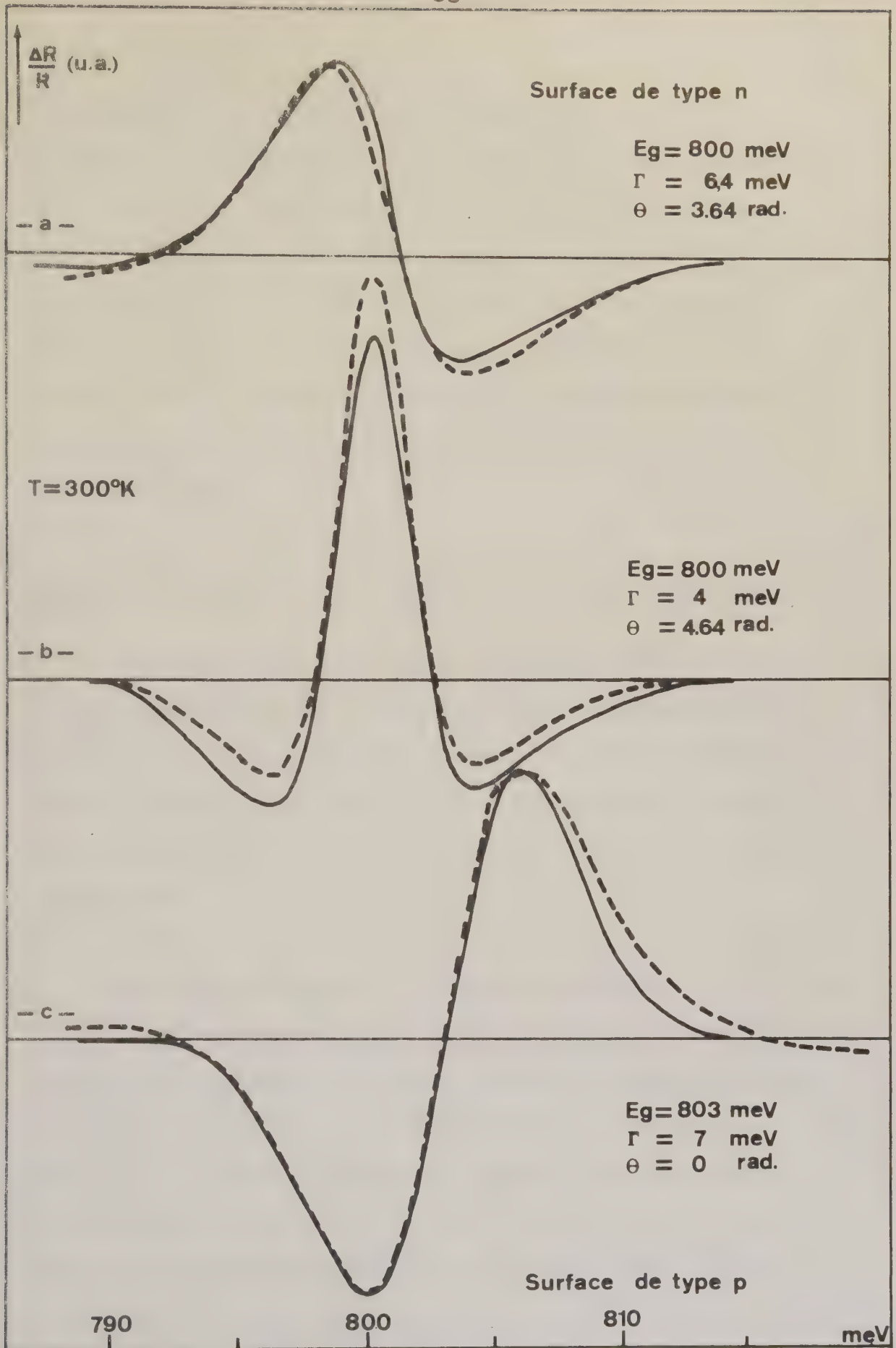


Figure (IV.6) : Spectres d'électroréflexion du germanium au voisinage de la transition E_0 . En traits pleins (—) expériences. En pointillés (..) théorie.

la formule (IV.3.1) en ajustant les paramètres C , θ et Γ .

L'énergie de la transition E_0 est alors déterminée par la méthode des trois points. Ces valeurs sont : $E_0(a) = E_0(b) = 800$ meV, $E_0(c) = 803$ meV. Elles ne diffèrent de $E_0(0,8025$ eV) que de 2,5 meV seulement, bien que la forme des spectres soit très différente. Nous pouvons en conclure que, même si les conditions expérimentales ne sont pas idéales, la méthode des trois points donne une valeur précise de la transition E_0 , à condition que n'apparaissent pas d'oscillations.

IV.4 EFFETS DU PARAMETRE D'ELARGISSEMENT, SPECTRES A BASSE TEMPERATURE

Le but des expériences à basse température a été d'obtenir des spectres très fins et, si possible, avec un champ électrique faible, bien que les conditions d'obtention de tels spectres soient des plus restreintes. En fait, il nous a été impossible d'obtenir des spectres à faible champ, compte tenu de la détectivité de notre appareillage.

Les spectres obtenus sont néanmoins remarquables : sur la figure (IV.7) on remarque ($T = 4,2^\circ\text{K}$) des oscillations fortement atténuées (Appendice A) : ceci est un exemple de spectre frontière (voir figure II.1) entre ceux à champ faible et ceux à champ moyen. Dans l'hypothèse d'un spectre à faible champ, le paramètre d'élargissement est de l'ordre de 1 meV. Sur la figure (IV.8) est présenté un spectre, obtenu à 10°K , mettant en évidence les osci-

llations caractéristiques des champs moyens. De telles oscillations ont aussi été obtenues à 77°K (figure IV.9). Sur le spectre à 10°K, on peut constater un phénomène de battements dans les oscillations, ce phénomène est dû au fait que le niveau r_8^+ est dégénéré. Dans le chapitre suivant nous lèverons cette dégénérescence, en appliquant une contrainte uniaxiale, et nous pourrons alors comparer les résultats obtenus avec la théorie à champ moyen développée dans l'approximation de la masse effective (Appendice A).

IV.5 COMPARAISONS AVEC LES SPECTRES D'ELECTROREFLEXION OBTENUS ANTERIEUREMENT

Peu de spectres d'électroréflexion, mettant en jeu des champs faibles, ont été publiés pour la transition E_0 du germanium. Ceci provient du fait que l'obtention de tels spectres est, comme nous l'avons vu, restreinte à une très faible gamme de hauteur de barrière ($|V_B| < 100$ mV), donc, à une modulation ΔV bien inférieure à 100 mV. Seuls D.E. ASPNES, A. FROVA⁽⁴⁸⁾ et D.E. ASPNES, J.E. ROWE⁽²⁷⁾ ont publiés à notre connaissance, des spectres avec des tensions de modulation dont la plus faible était de 20 mV. Pour ces spectres, le paramètre d'élargissement est du même ordre que pour les nôtres (2,7 meV et 3,6 meV). Les spectres n'ont pas exactement la même phase θ que les nôtres ; ceci provient du fait que la contribution du Cu_2S aux coefficients de Séraphin α et β est différente de la contribution à C_s de l'électrolyte à l'aide duquel ces auteurs ont mené leurs expériences.

A basse température, il n'existe que les spectres publiés par T. NISHINO et Y. HAMAKAWA ⁽³⁷⁾. Ces spectres obtenus à l'aide d'une hétérojonction germanium-oxyde d'étain (Ge-SnO₂), ont une largeur d'un autre ordre de grandeur que la largeur de nos spectres ; leur paramètre d'élargissement Γ étant de l'ordre de 10 meV.

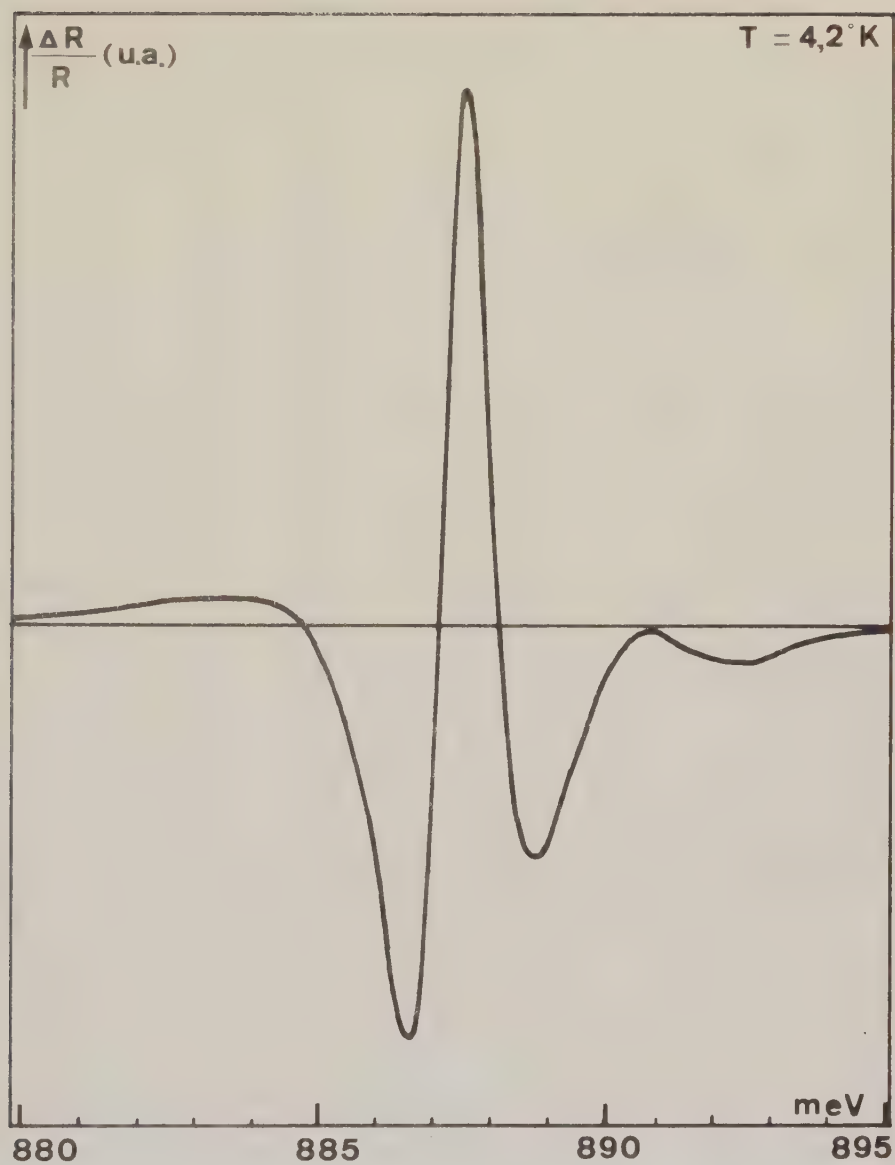


Figure (IV.7) : Spectre d'électroréflexion du germanium au voisinage de la transition E_0 à $4,2^\circ \text{K}$.

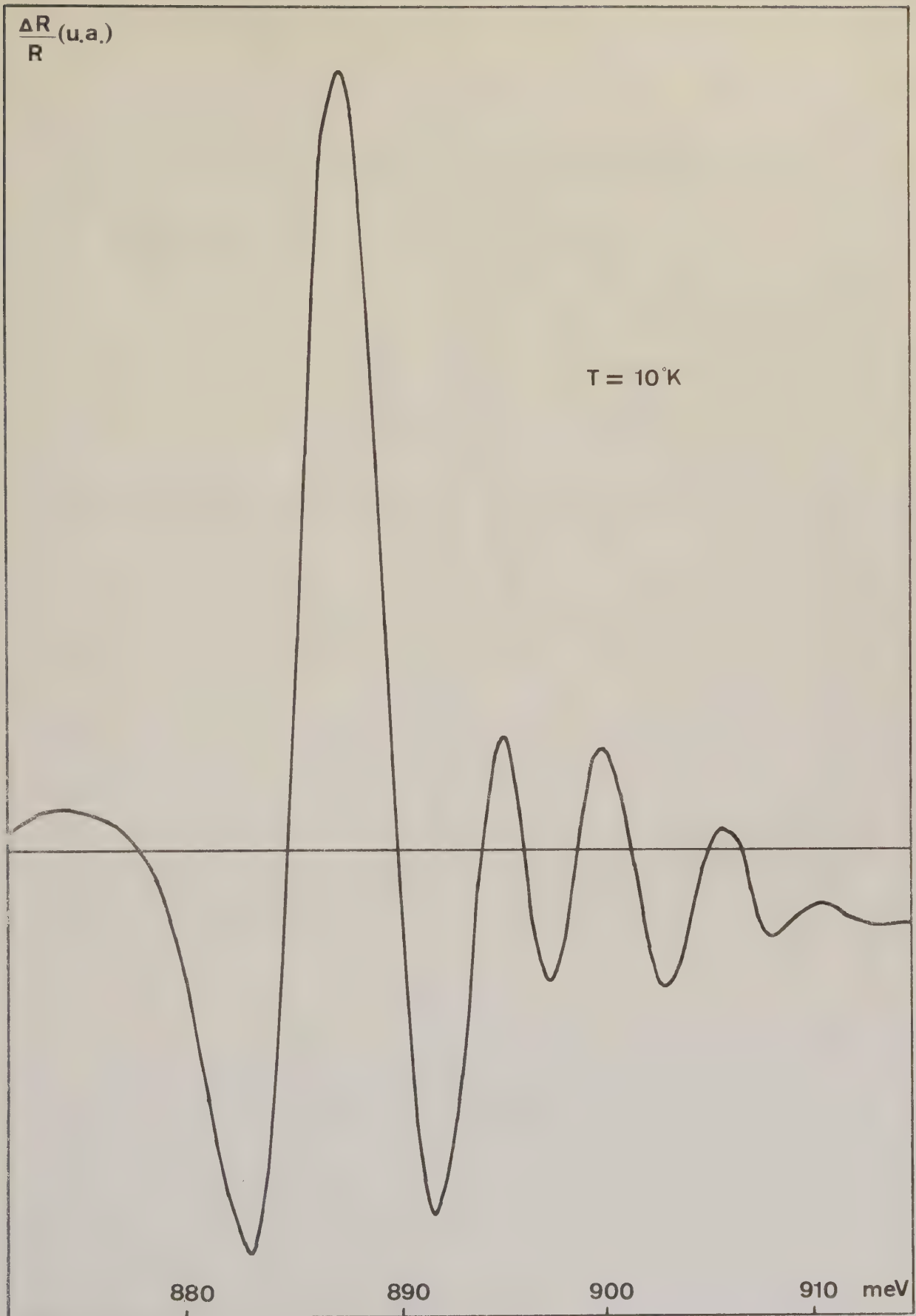


Figure (IV.8) : Spectre d'électroréflexion du germanium
au voisinage de la transition E_0 à 10°K .

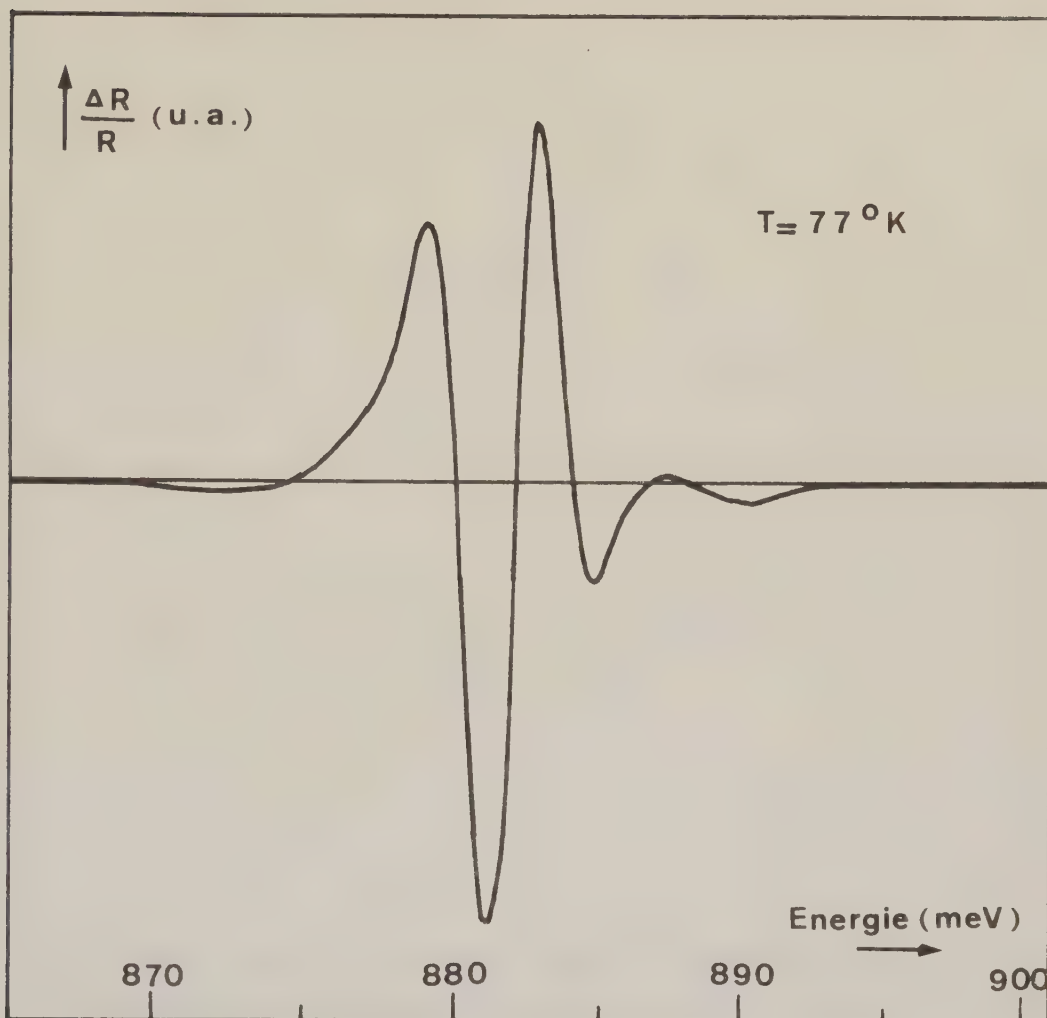


Figure (IV.9) : Spectre d'électroréflexion du germanium au voisinage de la transition E_0 à 77°K .

Chapitre V

SPECTRES D'ELECTROREFLEXION DU GERMANIUM

SOUS CONTRAINTE UNIAXIALE

V.1 EFFET D'UNE CONTRAINTE UNIAXIALE SUR LA BANDE DE VALENCE DU GERMANIUM EN $\vec{k} = \vec{0}$ (52-56)

En l'absence de pression uniaxiale et sans interaction spin-orbite, la bande de valence du germanium est six fois dégénérée compte tenu du spin. L'interaction spin-orbite lève en partie cette dégénérescence en séparant le niveau Γ_{25} , suivant le quadruplet $\Gamma_8^+(p_{3/2})$ et le doublet $\Gamma_7^+(p_{1/2})$. La dégénérescence de l'état $p_{3/2}$ est responsable du gauchissement des surfaces d'énergie constante (figure V.1.a). L'application d'une contrainte uniaxiale X lève cette dégénérescence et crée des bandes parfaites.

tement découplées et paraboliques (figure V.1 b). La bande de valence est alors formée de trois bandes v_1, v_2, v_3 . Par électroréflexion sous contrainte nous avons observé, en $\vec{k} = \vec{0}$, les transitions entre les trois bandes de valence et la bande de conduction. Ces transitions sont appelées respectivement $E_{01}(X)$, $E_{02}(X)$ et $(E_0 + \Delta_0)(X)$. Par l'étude de l'éclatement et du déplacement de ces différents niveaux, nous avons déterminé les potentiels de déformation correspondants, relatifs à une pression hydrostatique et à un cisaillement pur.

En traitant simultanément l'interaction spin-orbite et la contrainte uniaxiale, l'Hamiltonien de perturbation pour une bande (i) est donné par

$$H^{(i)} = H_{S.O} + H_e^{(i)}. \quad (V.1.1)$$

$H_{S.O}$ est l'Hamiltonien de l'interaction spin-orbite en l'absence de contrainte, Hamiltonien que l'on suppose, compte tenu des pressions mises en jeu, invariant en fonction de la contrainte. $H_e^{(i)}$ est l'Hamiltonien résultant de la contrainte. W.H. KLEINER et L.M. ROTH⁽⁵⁷⁾ ont proposé comme Hamiltonien de la contrainte en $\vec{k} = 0$ l'expression

$$H_e^{(i)} = -a^{(i)}(e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}) - 3b^{(i)} \left[(L_x^2 - \frac{1}{3} L^2) e_{xx} + pc \right] \\ - \frac{6}{\sqrt{3}} d^{(i)} \left[\frac{1}{2} (L_x L_y + L_y L_x) e_{xy} + pc \right]. \quad (V.1.2)$$

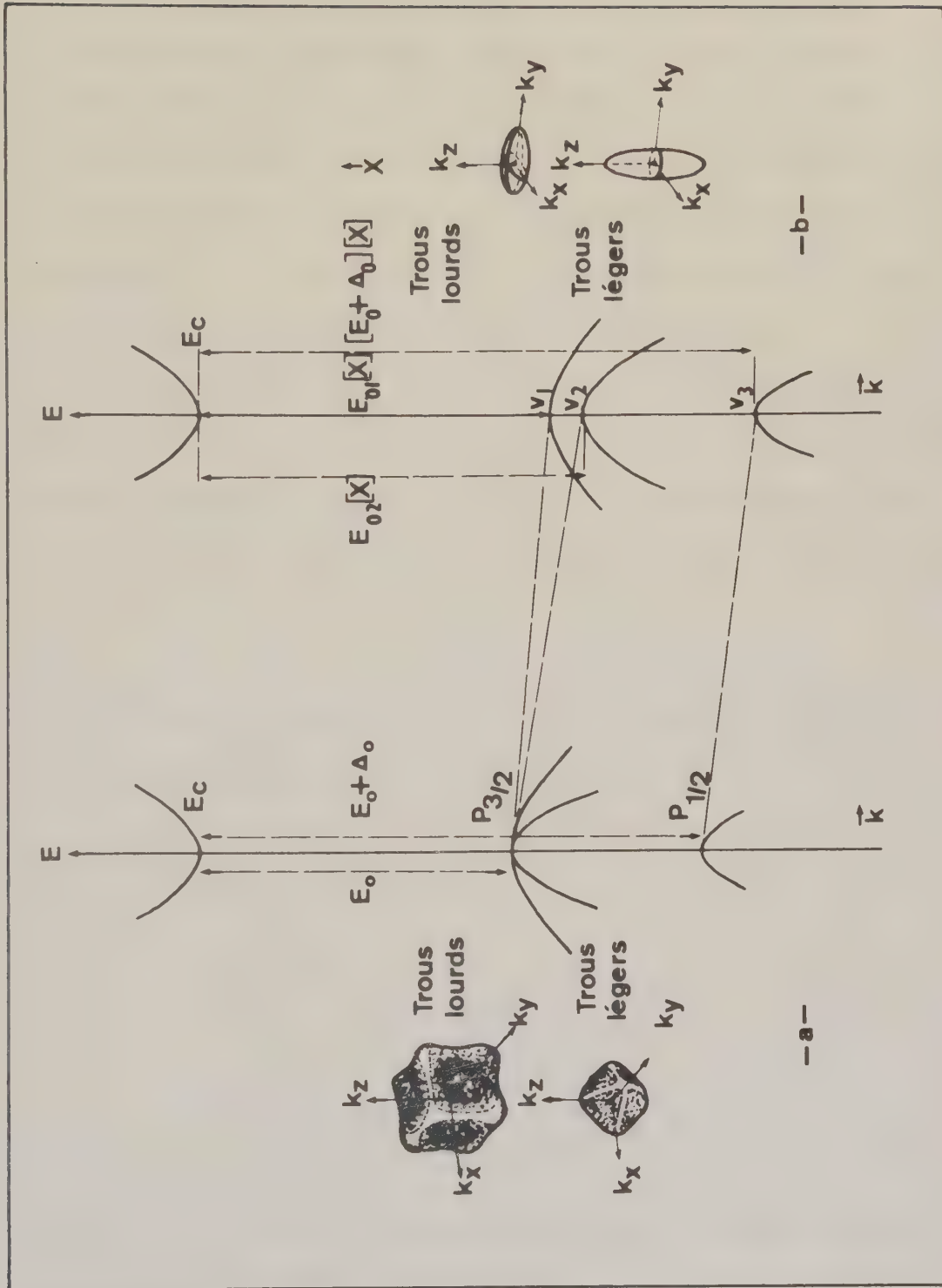


Figure (V.1) - a - Bande de valence du germanium sans contrainte uniaxiale
 - b - Bande de valence du germanium avec contrainte uniaxiale X

$e_{\alpha\beta}$ est un élément du tenseur de contrainte. L est l'opérateur moment angulaire. p.c. indique que les termes à ajouter s'obtiennent par permutation circulaire. $a^{(i)}$ est le potentiel de déformation hydrostatique pour la bande (i). Etant donné qu'expérimentalement on ne peut mesurer que la différence d'énergie entre deux bandes, il est seulement possible de déterminer le coefficient relatif de pression hydrostatique entre les niveaux de la bande de valence et ceux de la bande de conduction. Les quantités $b^{(i)}$ et $d^{(i)}$ sont les potentiels de déformation dûs à un cisaillement pur donnant respectivement une symétrie tétragonale (pression uniaxiale dans la direction $[0,0,1]$) et une symétrie trigonale (pression uniaxiale dans la direction $[1,1,1]$).

Pour une pression uniaxiale dans la direction $[0,0,1]$ les composantes du tenseur de déformation s'écrivent

$$e_{zz} = S_{11} X ,$$

$$e_{xx} = e_{yy} = S_{12} X , \quad (V.1.3)$$

$$e_{xy} = e_{yz} = e_{zx} = 0 ,$$

où S_{11} et S_{12} sont les constantes élastiques. L'Hamiltonien H_e devient alors

$$H_e = -a(S_{11} + 2S_{12})X - 3b(S_{11} - S_{12})X(L_z^2 - \frac{1}{3}L^2) \quad (V.1.4)$$

soit

$$H_e = -\delta E_H - \frac{3}{2} \delta E_{001}(L_z^2 - \frac{1}{3}L^2) \quad (V.1.5)$$

avec $\delta E_H = a(S_{11} + 2S_{12})X = \frac{\partial E_g}{\partial P} \cdot P$, δE_H est le déplacement du gap E_g dû à la composante hydrostatique P de la contrainte uniaxiale X . $\delta E_{001} = 2b(S_{11} - S_{12})X$ est l'éclatement linéaire du multiplet $p_{3/2}$.

Les fonctions d'onde de la bande de valence sont prises dans la représentation (J, m_j) , représentation dans laquelle l'Hamiltonien $H_{S,0}$ est diagonal. Par rapport à la direction $[0,0,1]$ les fonctions non perturbées par la pression des bandes de valence et de conduction peuvent être choisies sous la forme (58)

$$u_{v_2}(0) = |\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\rangle_{001} = \left(\frac{1}{2}\right)^2 (X + iY)|\uparrow\rangle$$

$$u_{v_1}(0) = |\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\rangle_{001} = \left(\frac{1}{6}\right)^2 (2Z|\uparrow\rangle - (X + iY)|\uparrow\rangle) \quad (V.1.6)$$

$$u_{v_3}(0) = |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle_{001} = \left(\frac{1}{3}\right)^{1/2} (Z|\uparrow\rangle + (X + iY)|\uparrow\rangle)$$

$$u_c(0) = S|\uparrow\rangle$$

X, Y, Z sont les fonctions d'onde de la bande de valence qui se transforment par les opérations du groupe du tétraèdre comme des

fonctions atomiques de type p. $\uparrow$ et $\downarrow$ sont les indicateurs de spin.

A partir des équations (V.1.5) et (V.1.6) on obtient la matrice représentative de l'Hamiltonien dans la base des fonctions d'onde de la bande de valence

$$\begin{array}{ccc}
 \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle_{001} & \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle_{001} & \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle_{001} \\
 \left\| \begin{array}{ccc}
 \frac{1}{3} \Delta_0 - \delta E_H - \frac{1}{2} \delta E_{001} & 0 & 0 \\
 0 & \frac{1}{3} \Delta_0 - \delta E_H + \frac{1}{2} \delta E_{001} & \frac{\sqrt{2}}{2} \delta E_{001} \\
 0 & \frac{\sqrt{2}}{2} \delta E_{001} & -\frac{2}{3} \Delta_0 - \delta E_H
 \end{array} \right\| & &
 \end{array}
 \quad (V.1.7)$$

La diagonalisation de cette matrice permet de déterminer les différences d'énergie entre le niveau de la bande de conduction et les niveaux de la bande de valence.

$$E_c - E_{v2} = E_g + \delta E_H + \frac{1}{2} \delta E_{001} , \quad (V.1.8)$$

Si $\delta E_{001} \ll \Delta_0$, où Δ_0 est l'éclatement de la bande de valence dû au couplage spin-orbite, on obtient en faisant un développement limité au deuxième ordre

$$E_c - E_{v1} = E_g + \delta E_H - \frac{1}{2} \delta E_{001} - \frac{1}{2} \frac{\delta E_{001}^2}{\Delta_0} \quad (V.1.9)$$

$$E_c - E_{v3} = E_g + \Delta_0 + \delta E_H + \frac{1}{2} \frac{\delta E_{001}^2}{\Delta_0} . \quad (V.1.10)$$

Pour une pression uniaxiale dans la direction $[1,1,1]$ les résultats s'obtiennent de la même façon que pour la direction $0,0,1$.

Les composantes du tenseur de déformation sont

$$e_{xx} = e_{yy} = e_{zz} = (S_{11} + 2S_{12}) \left(\frac{1}{3} X\right),$$

$$e_{xy} = e_{yz} = e_{zx} = \left(\frac{1}{2} S_{44}\right) \left(\frac{1}{3} X\right).$$
(V.1.11)

L'Hamiltonien devient alors

$$H_e = -a(S_{11} + 2S_{12})X - \frac{6d}{\sqrt{3}} \left[\frac{1}{2}(L_x L_y + L_y L_x) + p.c \right] \frac{1}{2} S_{44} \cdot \frac{1}{3} X .$$
(V.1.12)

Pour obtenir et diagonaliser la matrice représentative de l'Hamiltonien, il est intéressant de faire une rotation des axes de telle façon que l'axe $[1,1,1]$ devienne l'axe z . Les fonctions d'onde dans ces nouveaux axes sont

$$u_{v2}(0) = \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle_{111} = \left(\frac{1}{2} \right)^{1/2} (X' + iY') | \uparrow \uparrow \rangle$$

$$u_{v1}(0) = \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle_{111} = \left(\frac{1}{6} \right)^{1/2} (2Z' | \uparrow \uparrow + iY' | \uparrow \downarrow \rangle) \quad (V.1.13)$$

$$u_{v3}(0) = \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle_{111} = \left(\frac{1}{3} \right)^{1/2} (Z' | \uparrow \downarrow - (X' + iY' | \downarrow \downarrow \rangle)$$

avec

$$X' = \left(\frac{1}{2} \right)^{1/2} (X - Y)$$

$$Y' = \left(\frac{1}{6} \right)^{1/2} (X + Y - 2Z)$$

$$Z' = \left(\frac{1}{3} \right)^{1/2} (X + Y + Z).$$

La matrice représentative de l'Hamiltonien dans cette base prend la même forme que précédemment (V.1.7) ; il suffit de changer δE_{001} en δE_{111} . Les relations entre les niveaux deviennent donc

$$E_c - E_{v2} = E_g + \delta E_H + \frac{1}{2} \delta E_{111} \quad (V.1.14)$$

$$E_c - E_{v1} = E_g + \delta E_H - \frac{1}{2} \delta E_{111} - \frac{1}{2} \frac{\delta E_{111}^2}{\Delta_o} \quad (V.1.15)$$

$$E_c - E_{v3} = E_g + \Delta_o + \delta E_H + \frac{1}{2} \frac{\delta E_{111}^2}{\Delta_o} . \quad (V.1.16)$$

V.2

INTENSITE DES TRANSITIONS

Nous avons vu au chapitre I que l'intensité des transitions optiques était proportionnelle à

$$|\langle \psi_1 | eP | \psi_2 \rangle|^2. \quad (V.2.1)$$

Pour le cristal non perturbé, par des considérations de symétrie, il est possible de montrer que les seuls termes non nuls de (V.2.1) sont

$$\langle X \uparrow | P_x | S \uparrow \rangle = \langle Y \uparrow | P_y | S \uparrow \rangle = \langle Z \uparrow | P_z | S \uparrow \rangle = P \quad (V.2.2)$$

et des termes similaires pour le spin $\downarrow$. Les différentes intensités lumineuses sont alors pour le cristal non perturbé :

$$\begin{aligned} I_2^{\parallel\parallel}(0) &= 0, & I_2^{\perp}(0) &\propto \frac{1}{2} P^2, \\ I_1^{\parallel\parallel}(0) &\propto \frac{2}{3} P^2, & I_1^{\perp}(0) &\propto \frac{1}{6} P^2, \\ I_3^{\parallel\parallel}(0) &\propto \frac{1}{3} P^2, & I_3^{\perp}(0) &\propto \frac{1}{3} P^2, \end{aligned} \quad (V.2.3)$$

où $I_i^{\parallel\parallel}(0)$ ($I_i^{\perp}(0)$) est l'intensité de la transition entre la bande v_i et la bande de conduction pour une polarisation rectiligne du faisceau incident parallèle (perpendiculaire) à la direction dans laquelle sera appliquée la contrainte X.

Pour une pression uniaxiale dans la direction $[001]$ les fonctions d'onde de la bande de valence, calculées par une méthode de perturbation, sont de la forme⁽⁵²⁾ :

$$u_{v2}(X) = \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle_{001}$$

$$u_{v1}(X) = \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle_{001} + \frac{1}{\sqrt{2}} \alpha_0 \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle_{001} \quad (V.2.4)$$

$$u_{v3}(X) = \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle_{001} - \frac{1}{2} \alpha_0 \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle_{001}$$

Les intensités des transitions sont alors

$$I_2^{||}(X) = 0$$

$$I_2^{\perp}(X) = I_2^{\perp}(0)$$

$$I_1^{||}(X) = I_1^{||}(0)(1 + \alpha_0)$$

$$I_1^{\perp}(X) = I_1^{\perp}(X)(1 - 2\alpha_0)$$

$$I_3^{||}(X) = I_3^{||}(0)(1 - 2\alpha_0)$$

$$I_3^{\perp}(X) = I_3^{\perp}(X)(1 + \alpha_0)$$

$$\text{Avec } \alpha_0 = \frac{\delta E_{001}}{\Delta_0}.$$

(V.2.5)

Pour une pression uniaxiale appliquée dans la direction $[1,1,1]$ il suffit dans les équations (V.2.5) de remplacer α_0 par $\alpha_0 = \frac{\delta E_{111}}{\Delta_0}$.

V.3

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Pour étudier l'effet d'une contrainte uniaxiale sur la bande de valence du germanium, nous avons mis au point un dispositif expérimental nous permettant d'appliquer sur les échantillons une pression uniaxiale variant de 0 à 100 kg/mm². Ce dispositif a été conçu de façon à être utilisé le cas échéant à

l'intérieur d'un cryostat. Les mesures ont pu ainsi être effectuées entre 300°K et 10°K.

Les échantillons sont obtenus à partir d'un lingot de germanium dopé à l'antimoine. Ce germanium de type n a une résistivité de 24 Ω .cm. Les échantillons utilisés pour ces expériences sont des parallélépipèdes ayant pour dimensions approximatives 10 x 1 x 1 mm³. Ces échantillons sont orientés aux rayons X à $\pm$ 0,5 degré de telle façon que la longueur soit dans la direction [001] (faces (110) ou (100)) et dans la direction [111] (face (110)). Les échantillons sont ensuite traités comme indiqué dans le chapitre précédent en vue d'obtenir des spectres d'électroréflexion.

Le dispositif de pression est représenté dans la figure (V.2a) Ce dispositif comprend essentiellement, un bras de levier fixé sur un support, un tube fixant le porte échantillon au support, un porte-échantillon.

Le bras de levier permet de décupler la force que l'on applique par l'intermédiaire de poids à une extrémité du levier. A l'autre extrémité du levier est fixé un câble qui, par l'intermédiaire d'un étrier, remonte le piston inférieur du porte-échantillon.

Le porte-échantillon en inox est relié au support du bras de levier à l'aide d'un tube en inox de 10 mm de diamètre, de

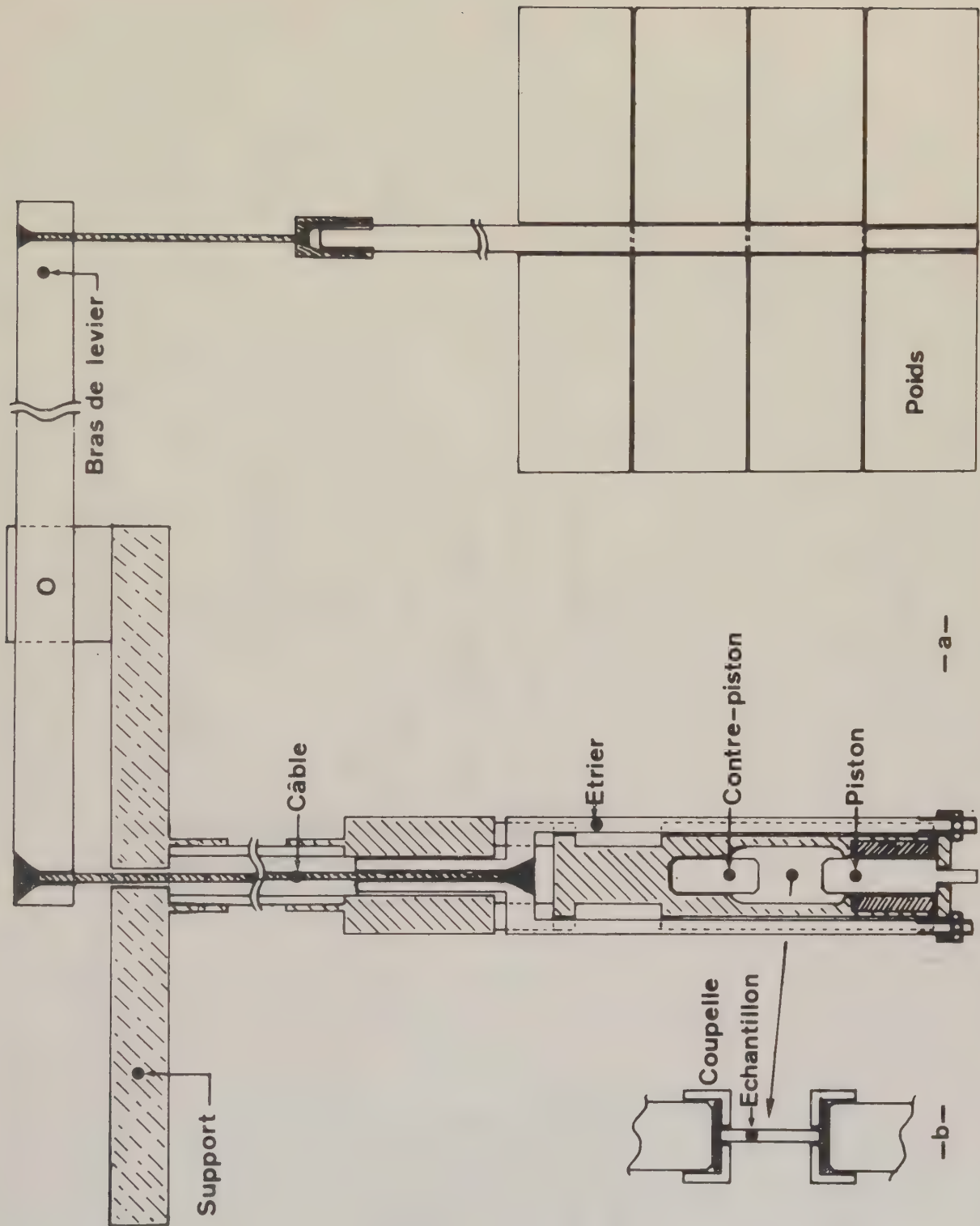


Figure (V.2) - a - Dispositif de pression
 - b - Détail du montage de l'échantillon

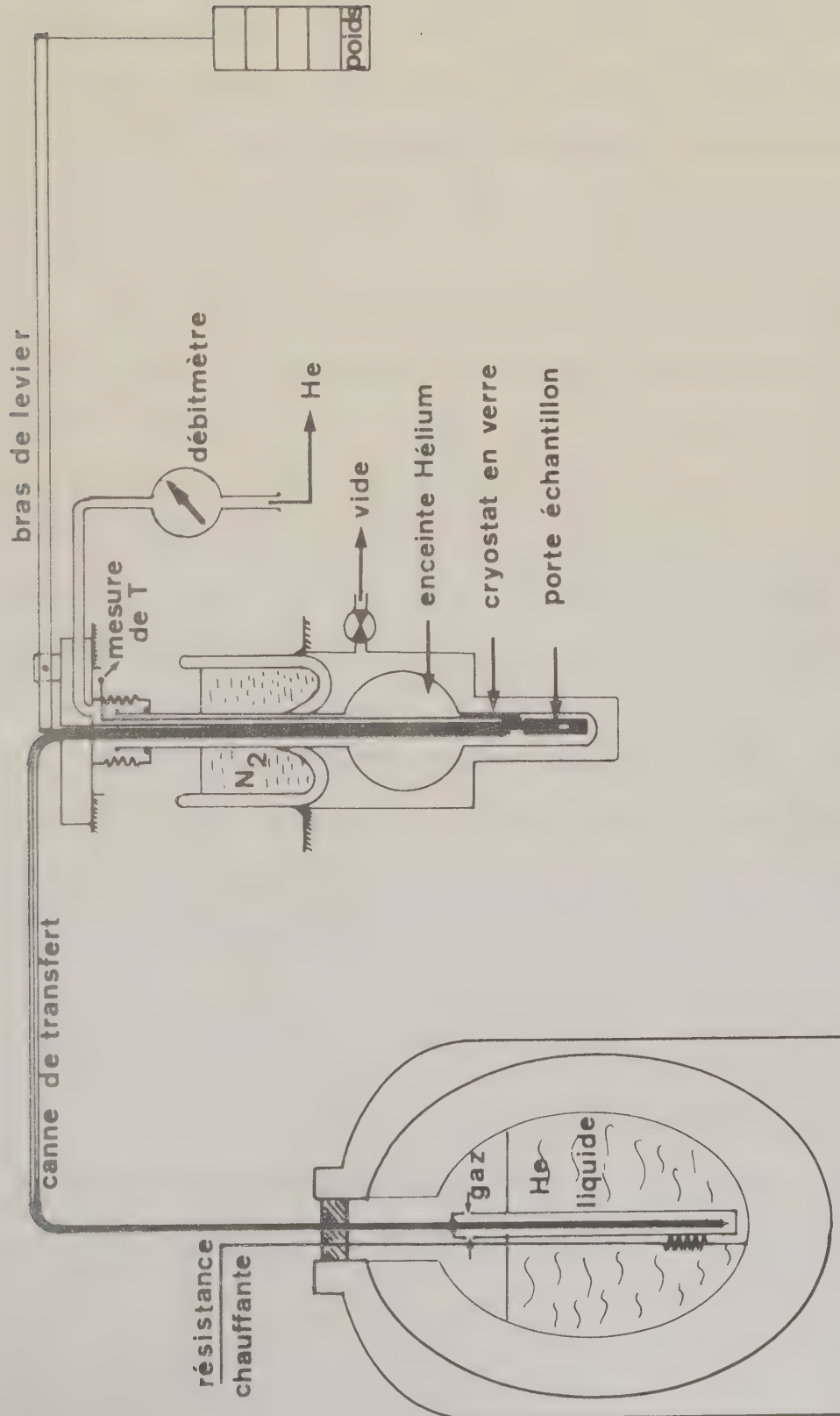


Figure (V.4) : Dispositif expérimental de pression à basse température.

1 mm d'épaisseur et de 35 cm de long. Ce tube permet de plonger le porte échantillon dans un cryostat en verre. Le porte-échantillon comprend un piston mobile et un cylindre prélevés dans un injecteur Diesel et un contre-piston fixe. L'échantillon est centré par des coupelles en laiton entre ces deux pistons (figure V.2.b) Des coussinets en cuivre recuit de 1/10 de mm d'épaisseur permettent de répartir la pression exercée par les pistons sur toute la section de l'échantillon.

Les basses températures ont été obtenues par circulation dans le cryostat d'hélium gazeux provenant d'une bonbonne d'hélium liquide (figure V.4). La température est stabilisée en contrôlant, d'une part, la pression du gaz à l'intérieur de la bonbonne à l'aide d'une résistance chauffante plongée dans l'hélium liquide et en contrôlant, d'autre part, le débit gazeux à la sortie du cryostat. La température est mesurée à l'aide d'une résistance au carbone.

L'appareillage électronique et optique a déjà été décrit dans les chapitres précédents. La seule modification apportée est l'introduction à la sortie du monochromateur d'un polariseur infrarouge "Polaroid" HN 38.

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPRETATION

L'effet d'une contrainte uniaxiale modifie fortement les spectres d'électroréflexion au voisinage des transitions que nous avons étudiées (E_0 et $E_0 + \Delta_0$). La modification des spectres dépend

de la pression appliquée, de la direction de la contrainte par rapport aux axes cristallins et par rapport à la polarisation du faisceau incident.

Nous avons obtenu des spectres d'électroréflexion ayant une largeur en énergie semblable à celle des spectres donnés par le germanium non perturbé. La contrainte X a été appliquée suivant l'axe $[100]$ et suivant l'axe $[111]$. Notre étude a été faite en utilisant un faisceau incident polarisé ($E_{\perp} X$ et $E_{\parallel} X$), pour des pressions variant de 0 à $9,5 \cdot 10^9$ dynes/cm², et dans une gamme de température allant de 300°K à 10°K.

1 - X II[0,0,1] température ambiante

La figure (V.5) donne les spectres d'électroréflexion du germanium pour différentes contraintes uniaxiales au voisinage du gap direct. Les structures qui apparaissent proviennent des transitions $E_{01}(X)$ et $E_{02}(X)$ associées aux niveaux E_{V1} et E_{V2} . Pour les faibles pressions ($X < 3 \cdot 10^9$ dynes/cm²) les structures sont mélangées, pour les fortes pressions ($X > 3 \cdot 10^9$ dynes/cm²) les spectres relatifs aux niveaux $E_{01}(X)$ et $E_{02}(X)$ sont parfaitement séparés. On peut alors remarquer qu'il n'y a pas d'élargissement des spectres en fonction de la pression et que les spectres à haute pression ont la même forme que celui obtenu sans pression. Il est donc possible d'appliquer la méthode des "trois points" pour déterminer avec précision

l'énergie de la transition. Pour les faibles pressions $E_{01}(X)$ est déterminé en choisissant le spectre obtenu avec $E_{||}X$; $E_{02}(X)$ est déterminé en soustrayant au spectre $E_{\perp}X$ le spectre relatif à $E_{01}(X)$. Conformément à la théorie précédente, $E_{02}(X)$ varie linéairement en fonction de X (figure V.6) tandis que $E_{01}(X)$ a une dépendance non linéaire décelable pour $X > 4.10^9$ dynes/cm². L'effet de la polarisation du faisceau incident est conforme à la théorie :

- pour $E_{||}X$ la transition $E_{02}(X)$ est interdite
- pour $E_{\perp}X$ les transitions $E_{01}(X)$ et $E_{02}(X)$ sont autorisées
- l'amplitude des pics (figure V.7) varie suivant la polarisation du faisceau incident en bon accord avec la théorie (équations V.2.5).

Les potentiels de déformation a et b et $\frac{\partial E_g}{\partial P}$ déterminés à partir des résultats expérimentaux à l'aide des équations (V.1.8,9) sont donnés dans le tableau (III.2). Le tableau (III.1) donne la valeur des constantes élastiques utilisées⁽⁵⁹⁾.

2 - $X_{||} [1,1,1]$ température ambiante

Sur la figure (V.8) sont portées les énergies des niveaux $E_{01}(X)$ et $E_{02}(X)$ pour différentes valeurs de X appliquées dans la direction $[1,1,1]$. On peut remarquer que l'éclatement du niveau Γ_{25} , est, a pression égale, plus faible dans cette configuration que dans la précédente, et que la partie non linéaire de $E_{01}(X)$ n'apparaît pas, bien que la valeur maximum de la contrainte appli-

quée soit de $5.84.10^9$ dynes/cm².

La figure (V.9) donne le spectre d'électroréflexion obtenu avec une pression de $5.84.10^9$ dynes/cm² pour les deux polarisations ($E_{||}X$ et $E_{\perp}X$). Ce spectre nous a permis de calculer avec précision les rapports $\frac{I_1^{||}(X)}{I_1^{\perp}(X)}$ et $\frac{I_2^{\perp}(X)}{I_1^{\perp}(X)}$.

Il est à souligner que les rapports obtenus diffèrent de moins de 10 % des valeurs théoriques (figure V.10) .

La figure (V.11) donne la variation de l'énergie de la transition $(E_0 + \Delta_0)(X)$. Ces mesures sont moins précises car le spectre d'électroréflexion relatif à cette transition est plus large ($\Gamma \approx 20$ meV) et a une amplitude plus faible.

Les valeurs de a et b et de $\frac{\partial E_g}{\partial P}$ déterminées dans ces expériences, sont données dans le tableau (V.2).

3 - X II [111] basse température : T = 40°K

La figure (V.12) donne la variation en fonction de la pression des niveaux $E_{01}(X)$ et $E_{02}(X)$. Les spectres d'électroréflexion sont semblables quant à leur évolution à ceux obtenus à température ambiante et ont sensiblement la même largeur. Les paramètres a et d et $\frac{\delta E_g}{\delta P}$ déterminés à cette température, sont donnés dans le tableau (V.1).

Bien que notre dispositif expérimental puisse nous permettre de travailler à 10°K nous n'avons pas eu de résultats à cette température sur cet échantillon. Ceci provient probablement du fait que le contact germanium laque d'argent ohmique à température ambiante ne l'est plus à basse température ; la modulation est alors stoppée par ce contact et ceci quelles que soient les polarisations.

V.5 SPECTRES A TRES BASSE TEMPERATURE

Nous nous sommes proposés de déterminer ces mêmes potentiels de déformation à très basse température. Cette étude a fait apparaître des oscillations dans les spectres correspondants ; oscillations caractéristiques des spectres à champ moyen et que l'on pouvait attendre compte tenu des résultats du chapitre IV. L'application d'une contrainte uniaxiale présente l'avantage de lever la dégénérescence du niveau Γ_8^+ permettant ainsi d'obtenir, pour chaque niveau, des oscillations sans battements. Sur la figure (V.13) est présenté un tel spectre provenant des transitions $E_{01}(X)$ et $E_{02}(X)$ pour $X = 5,9 \cdot 10^9$ dynes/cm². Les transitions $E_{01}(X)$ et $E_{02}(X)$ étant parfaitement séparées, les oscillations, accompagnées de battements dans les spectres obtenus sans pression, fig (IV.8) sont ici parfaitement régulières. On peut remarquer sur la figure (V.13) une légère évolution de la ligne de base. Pour pouvoir étudier théoriquement le spectre, il est nécessaire de le corriger en évaluant le glissement de la ligne de base. Cette évaluation, faite en tenant compte de la régularité des oscillations, permet

d'obtenir le spectre corrigé donné sur la figure (V.14). Les théories classiques d'électroréflexion en champ électrique moyen (Appendice A) montrent que pour des bandes non dégénérées les oscillations sont données par (60) :

$$\frac{\Delta R}{R} \propto \frac{1}{\hbar\omega - E_g} e^{-\frac{\Gamma\sqrt{\hbar\omega - E_g}}{(\hbar\Omega)^{3/2}}} \cos\left\{\theta + \frac{2}{3} \left(\frac{\hbar\omega - E_g}{\hbar\Omega}\right)^{3/2}\right\} \quad (V.5.1)$$

où θ est un facteur de phase. Les extréma des oscillations sont donnés par

$$v\pi = \theta + \frac{2}{3} \left((\hbar\omega - E_g) / \hbar\Omega \right)^{3/2} \quad (v \text{ entier}) \quad (V.5.2)$$

Cette relation permet de déterminer θ et $\hbar\Omega$ pour les deux niveaux en portant $(\hbar\omega - E_g)_v^{3/2}$ en fonction de v (figure V.15). Le terme exponentiel de l'équation (V.5.1) est responsable de l'amortissement ; ainsi, en portant $\text{Log}\left[\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_v (\hbar\omega - E_g)_v\right]$ en fonction de $(\hbar\omega - E_g)_v^{1/2}$, on obtient le paramètre d'élargissement $\Gamma = 1,4$ meV (figure (V.16)). Seuls les premiers pics ne vérifient pas l'équation (V.5.1). Ceci provient de l'exciton qui perturbe le spectre dans cette région. Les valeurs de $\hbar\Omega_1$ et $\hbar\Omega_2$ relatives aux niveaux E_{01} et E_{02} sont respectivement 2,47 et 2,50 meV. Il y correspond un rapport des masses effectives dans la direction du champ électrique donné par

$$\left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right)_{//} = \left(\frac{\hbar\Omega_1}{\hbar\Omega_2}\right)^3 = 0,97.$$

Les valeurs, de $a, \frac{\partial E_y}{\partial P}$ et b , déterminées par cette expérience, sont présentées dans le tableau V.2.

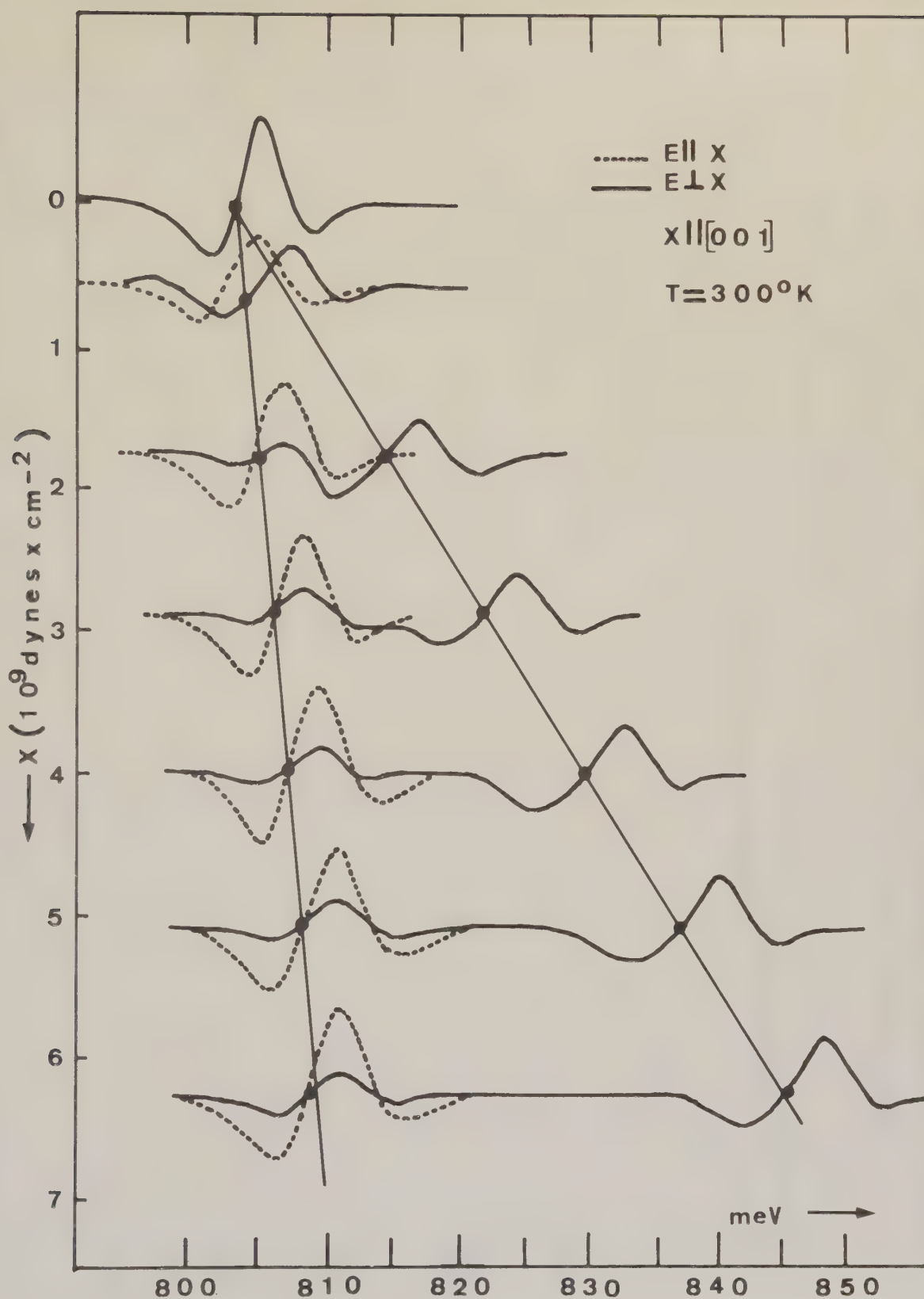


Figure (V.5) : Variation des spectres d'électroréflexion des transitions $E_{01}(X)$ et $E_{02}(X)$ en fonction de la contrainte X .

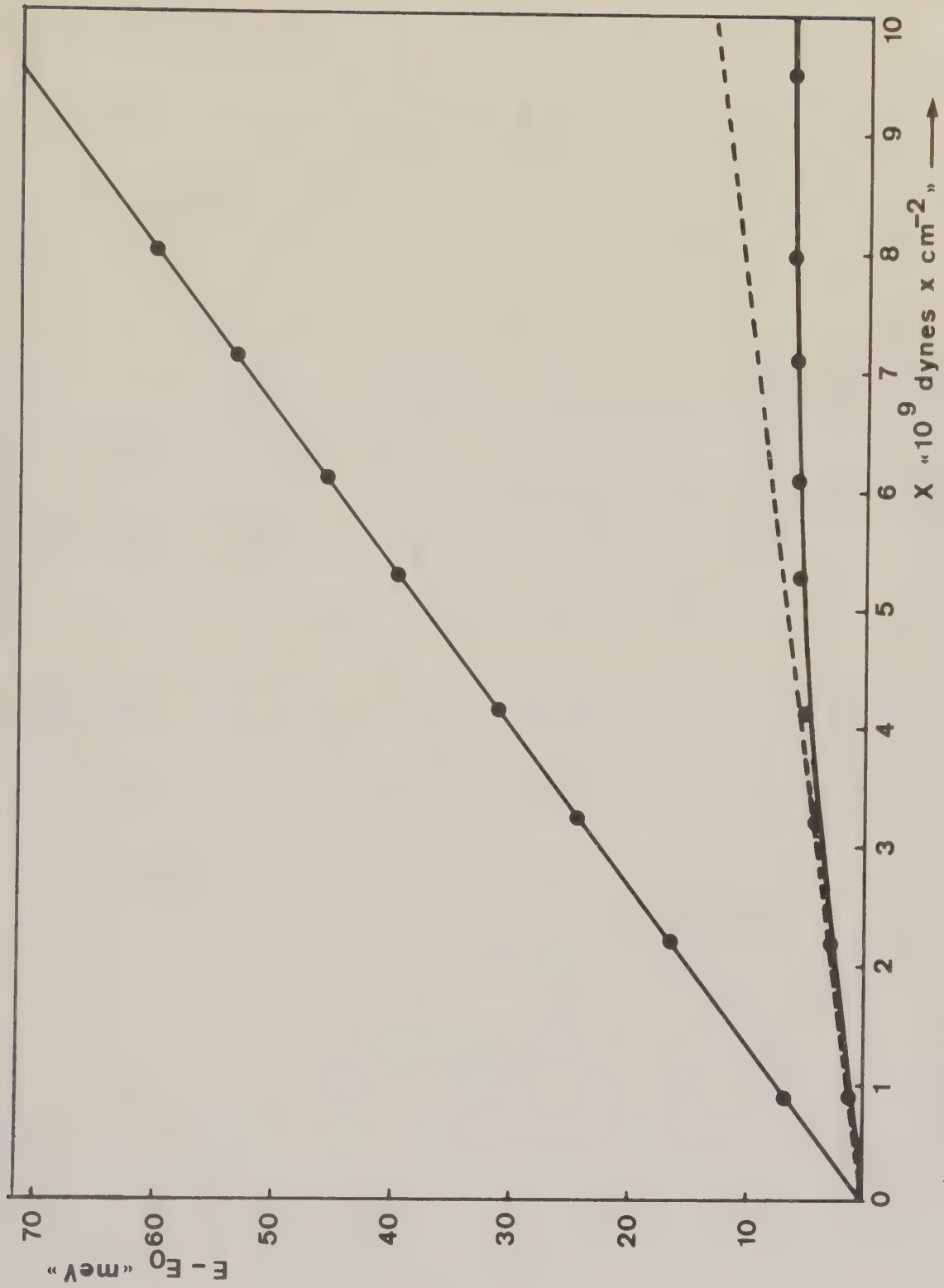


Figure (V.6) : Variation des énergies $E_{01}(X)$ et $E_{02}(X)$ en fonction de la contrainte X pour $x // \text{à } (001)$.

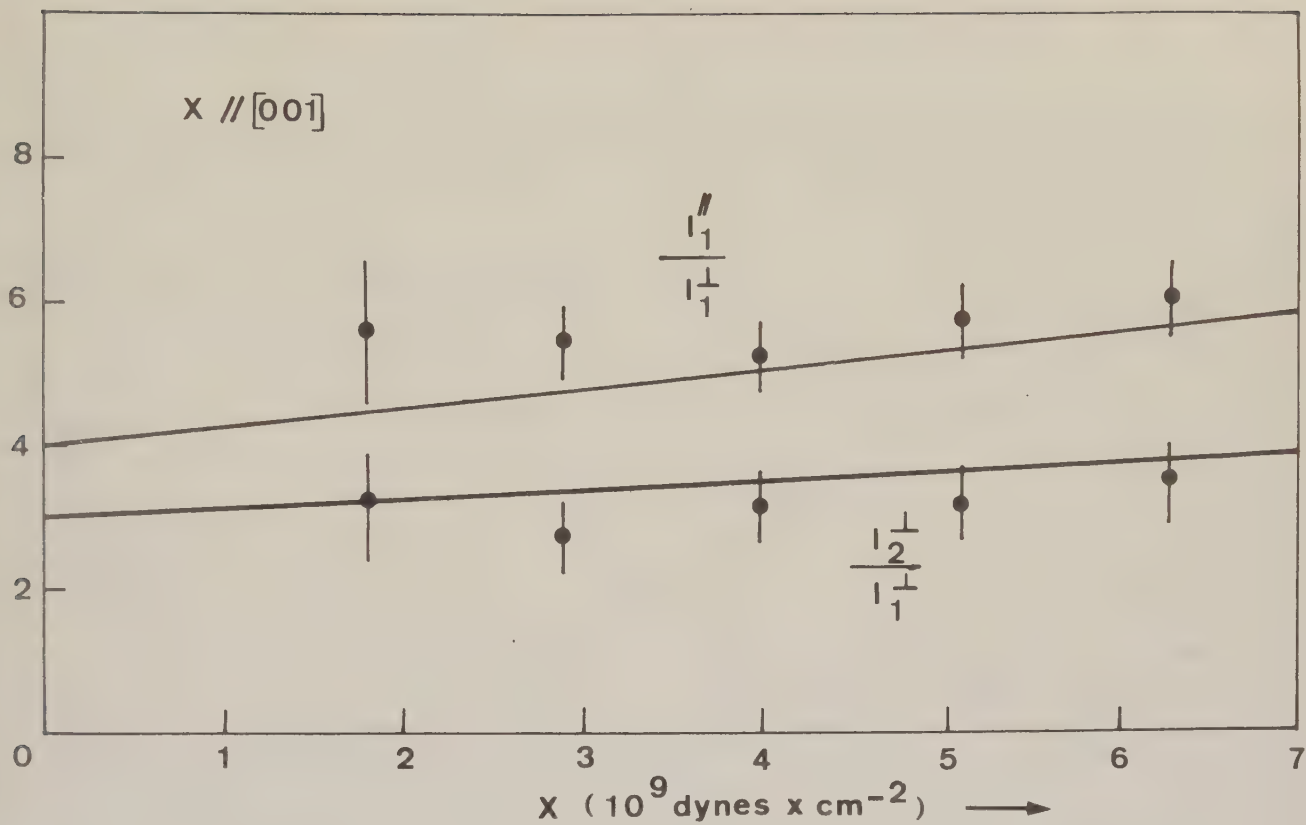


Figure (V.7) : Rapport des intensités de transitions en fonction de la contrainte X appliquée dans la direction $[001]$.

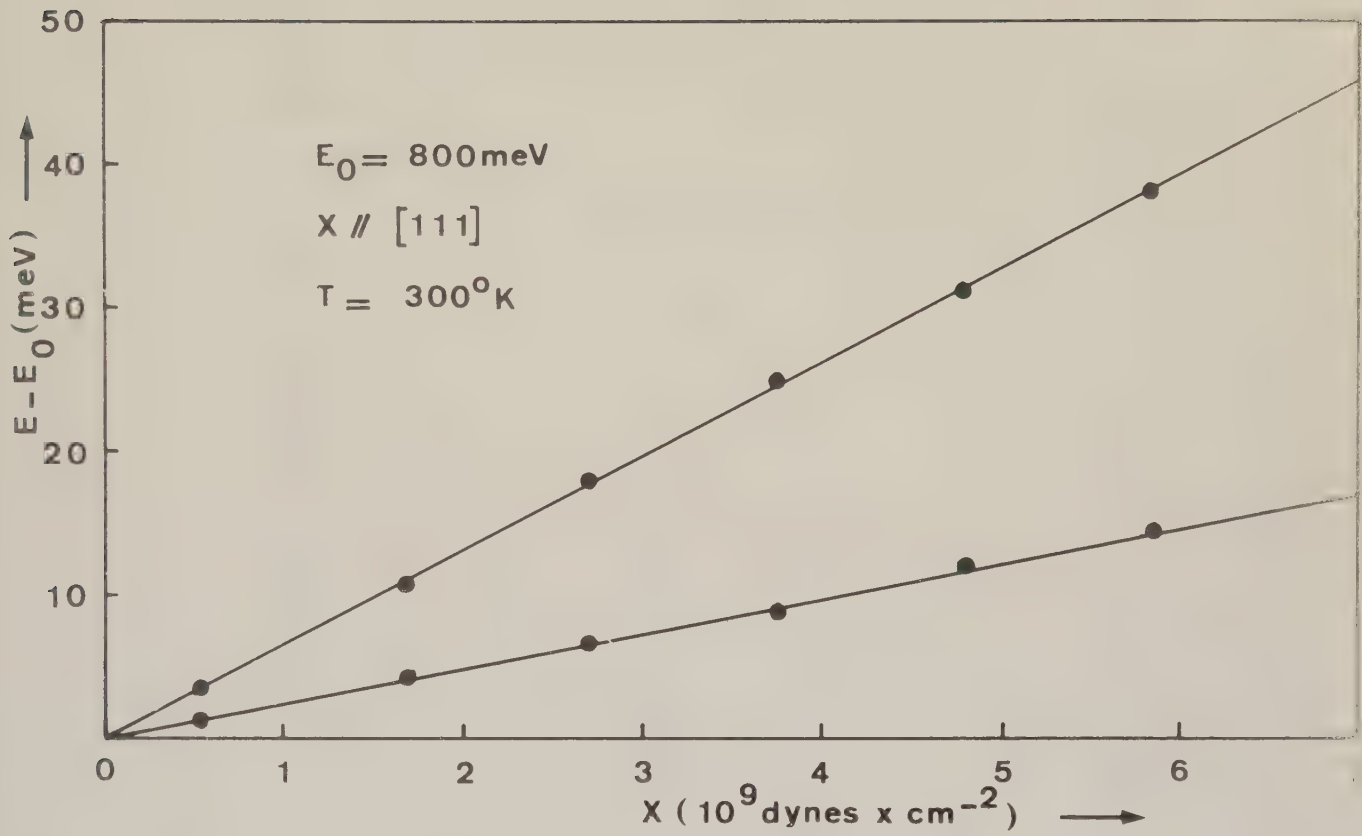


Figure (V.8) : Variation des énergies $E_{01}(X)$ et $E_{02}(X)$ en fonction de la contrainte X appliquée dans la direction $[111]$.

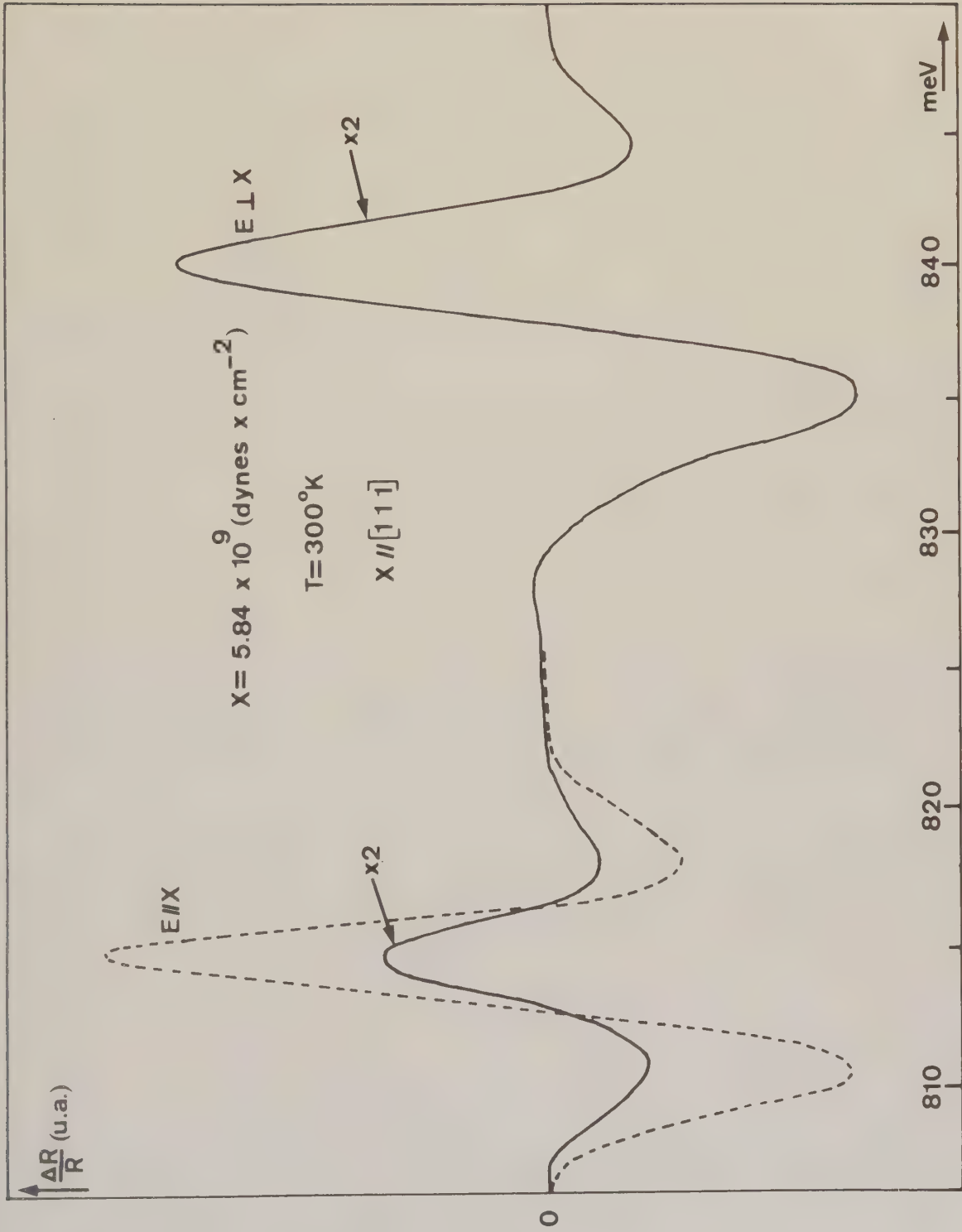


Figure (V.9) : Spectres d'électroréflexion des transitions $E_{01}(X)$ et $E_{02}(X)$.
 En trait plein (—) $E_{\perp}X$, en pointillés (...) $E_{\parallel}X$.

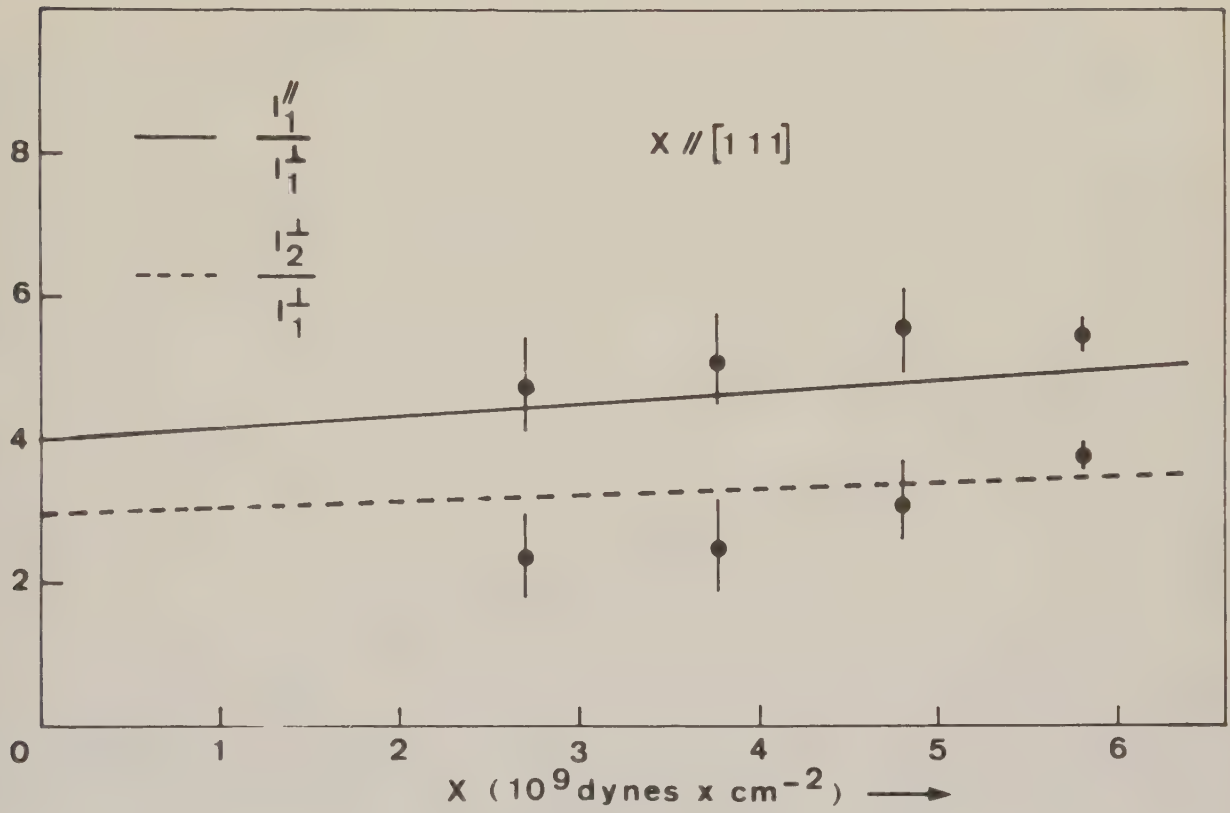


Figure (V.10) : Rapport des intensités de transitions en fonction de la contrainte X appliquée à la direction $[111]$.

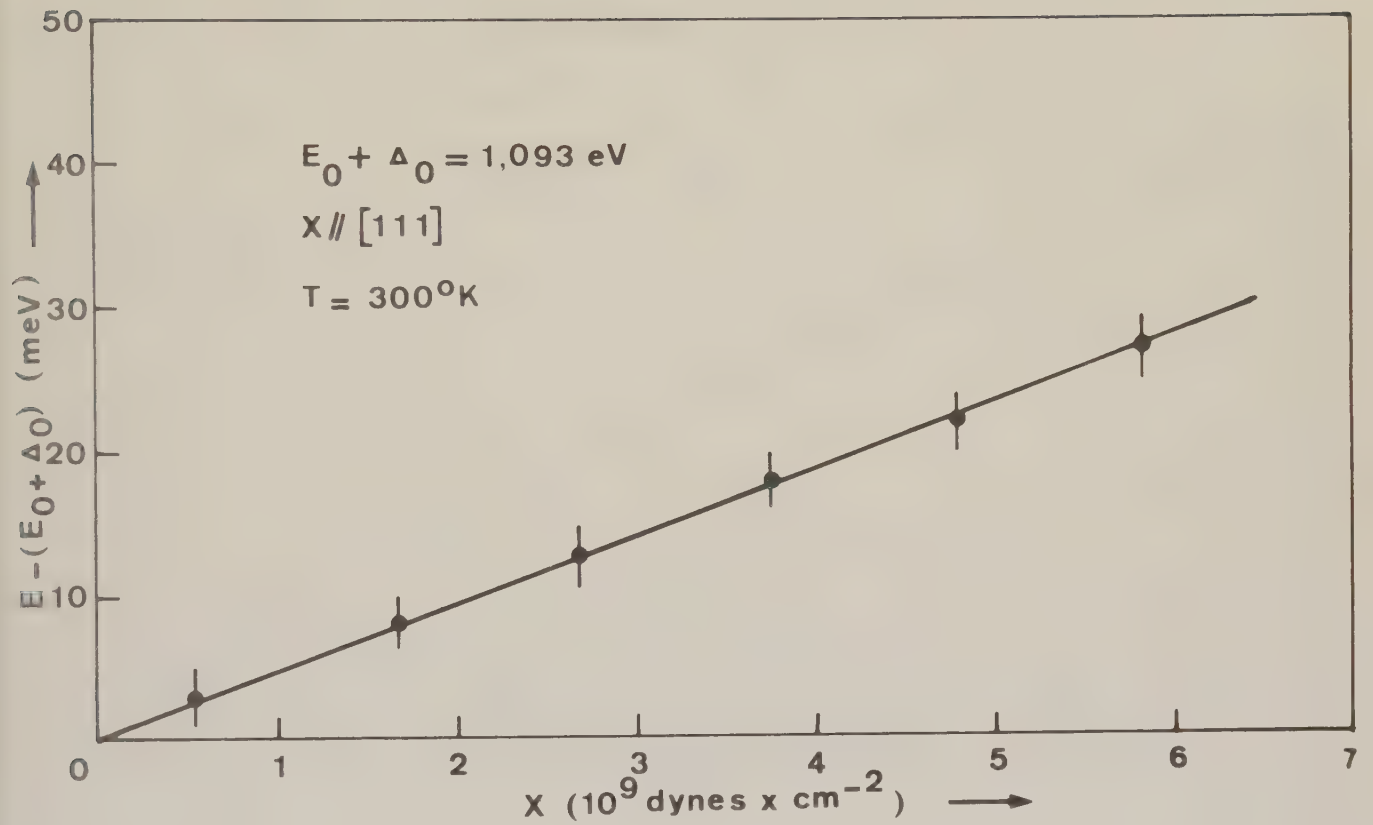


Figure (V.11) : Variation de l'énergie du niveau $(E_0 + \Delta_0)(X)$ en fonction de la contrainte X appliquée dans la direction $[111]$.

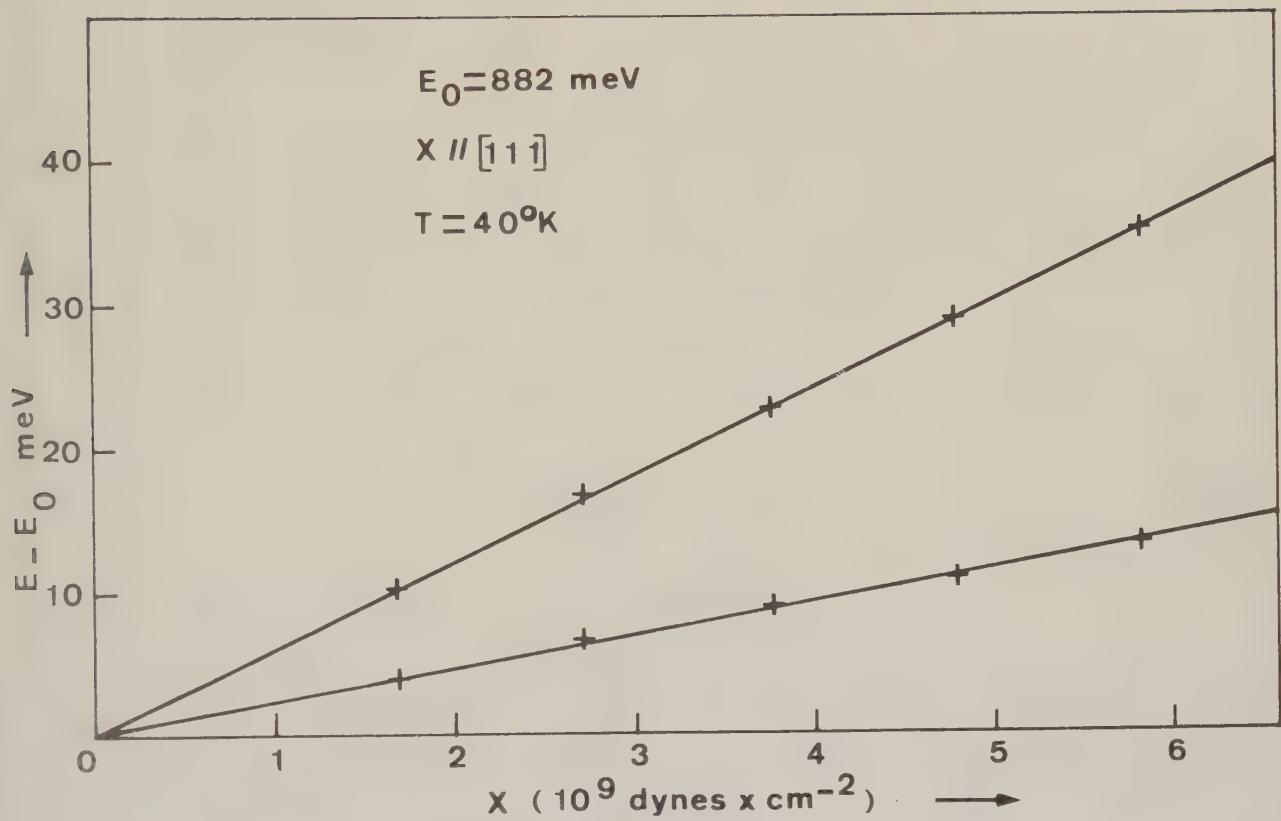


Figure (V.12) : Variation des énergies des transitions $E_{01}(X)$ et $E_{02}(X)$ en fonction de la contrainte X appliquée dans la direction $[111]$ pour $T = 40^\circ\text{K}$.

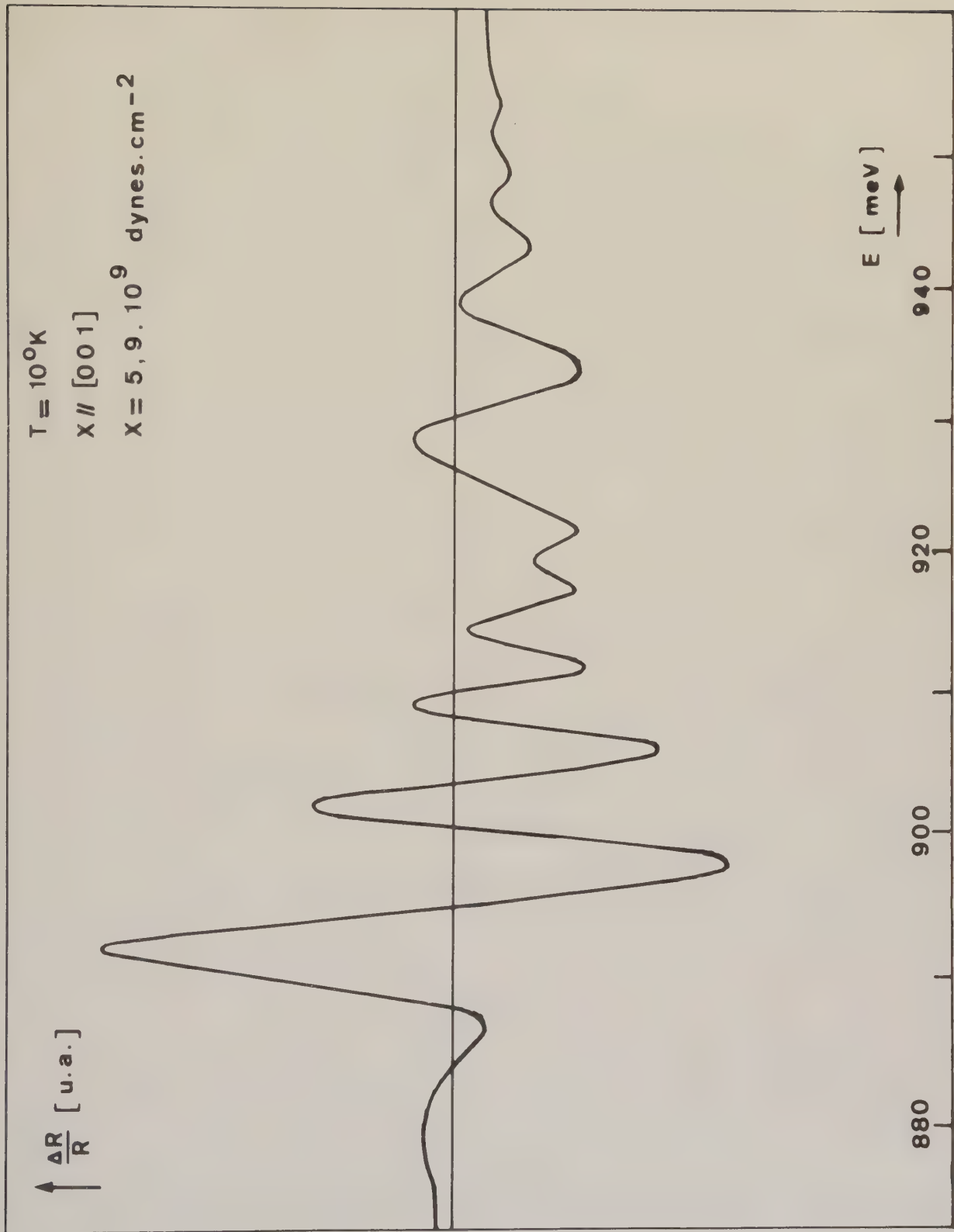


Figure (V.13) : Spectre d'électroréflexion des niveaux $E_{01}(X)$ et $E_{02}(X)$ pour $T = 10^{\circ}\text{K}$.

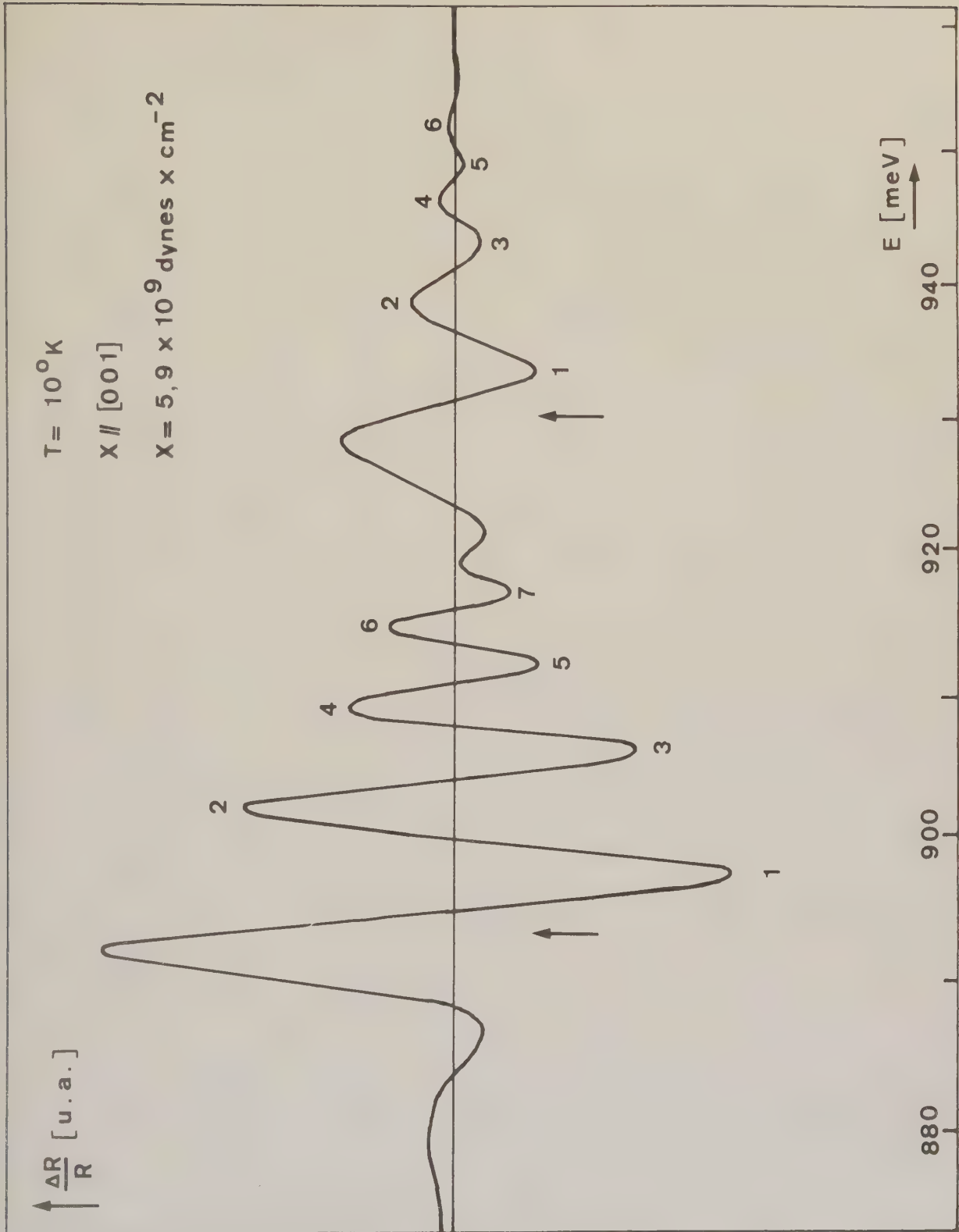


Figure (V.14) : Spectre d'électroréflexion corrigé des niveaux $E_{01}(X)$ et $E_{02}(X)$ pour $T = 10^\circ \text{K}$.

$$T = 10^{\circ}\text{K}$$

$$X \parallel [001]$$

$$X = 5,9 \times 10^9 \text{ dynes} \times \text{cm}^{-2}$$

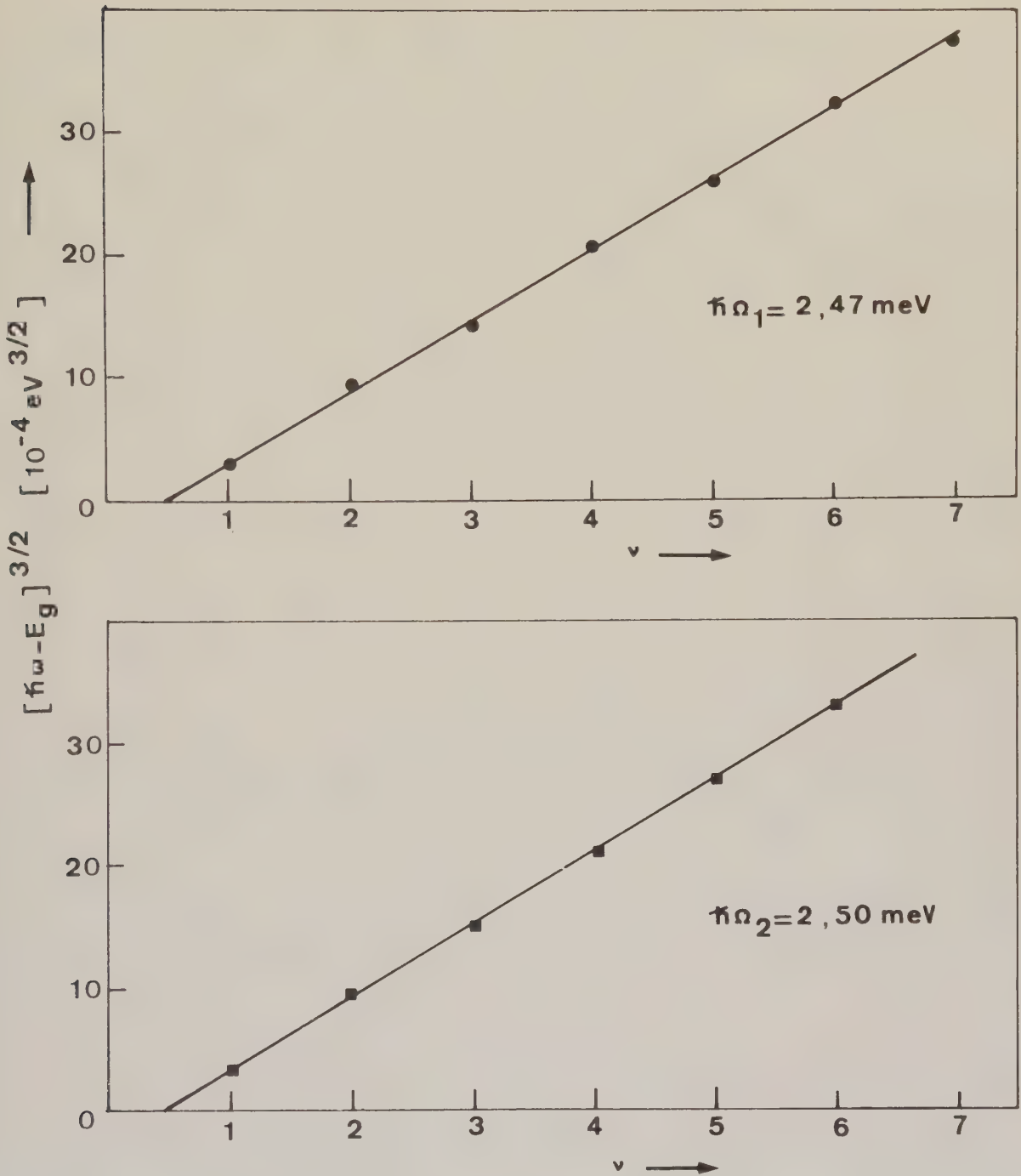


Figure (V.15) : Détermination de $\hbar\Omega_1$ et $\hbar\Omega_2$.

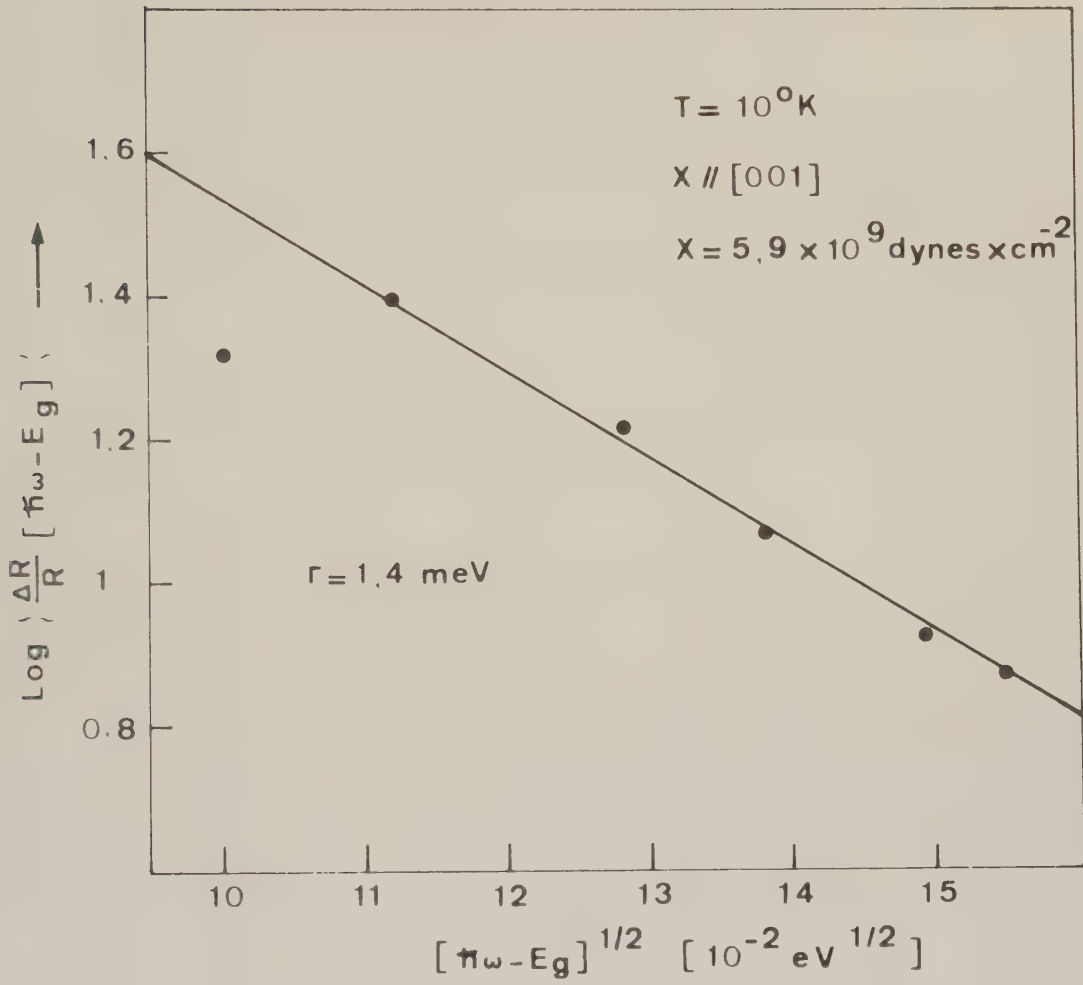


Figure (V.16) : Détermination du paramètre d'élargissement Γ

	a_{eV}	b_{eV}	d_{eV}	$\frac{\partial E_g}{\partial P} 10^{-6} \text{eV/bar}$
X // [001] T = 300°K E ₀₁ (X) et E ₀₂ (X)	- 10,2 ± 0,3	- 2,4 ± 0,1		13,5 ± 0,3
X // [111] T = 300°K E ₀₁ (X) et E ₀₂ (X)	- 10,3 ± 0,3		- 4,8 ± 0,2	13,7 ± 0,3
X // [111] T = 300°K (E ₀ + Δ ₀) X	- 10,5 ± 0,5			14 ± 0,5
X // [001] T = 10°K E ₀₁ (X) et E ₀₂ (X)	- 10 ± 0,3	- 2,6 ± 0,2		12,8 ± 0,3
X // [111] T = 40°K E ₀₁ (X) et E ₀₂ (X)	- 10,2 ± 0,3		- 4,4 ± 0,2	13,1 ± 0,3
résultats antérieurs		- 2,6 ± 0,2 a	- 4,7 ± 0,3 a	12,0 ± 0,5 a
		- 2,7 ± 0,3 c	- 4,7 ± 0,5 c	12,5 ± 0,5 a
		- 2,4 ± 0,2 d	- 4,1 ± 0,4 d	12,5 ± 0,7 a
		- 2,1 ± 0,2 e	- 3,7 ± 0,4 f	13 ± 1 b
		- 1,8 ± 0,2 f	- 7,0 ± 1,5 e	13,7 ± 1,5 c
		- 2,2 ± 0,2 h	- 6,0 ± 0,6 g	10,6 d
			- 4,45 ± 0,2 h	

Tableau V.2

Valeurs des potentiels de déformation

(a) réf : 52

(b) réf : 61

(c) réf : 62

(d) réf : 63

(e) réf : 64

(f) réf : 65

(g) réf : 66

(h) réf : 67

	T = 300°K	T = 40°K (*)	Unités
C_{11}	1,292	1,317	10^{12} dyn x cm ⁻²
C_{12}	0,484	0,496	10^{12} dyn x cm ⁻²
C_{44}	0,674	0,685	10^{12} dyn x cm ⁻²
$C_{11} + 2 C_{12}$	2,260	2,309	10^{12} dyn x cm ⁻²
$C_{11} - C_{12}$	0,808	0,821	10^{12} dyn x cm ⁻²
S_{44}	1,49	1,46	10^{-12} cm ² x dyn ⁻¹
$S_{11} - S_{12}$	1,24	1,22	10^{-12} cm ² x dyn ⁻¹
$S_{11} + 2 S_{12}$	0,443	0,419	10^{-12} cm ² x dyn ⁻¹

Tableau V.1

Valeurs des constantes élastiques d'après H.J. Mc SKIMIN ; Journal of Applied Physics, Vol 24, p. 988 (1953).

* Les valeurs à T = 40°K sont obtenues par extrapolation linéaire des courbes données de 300°K à 78°K.

Chapitre VI

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES ALLIAGES SEMI-CONDUCTEURS

ELECTROREFLEXION DE L'ALLIAGE TERNAIRE $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$

VI.1 APPROXIMATION DU CRISTAL VIRTUEL.

La difficulté de l'étude théorique d'un alliage désordonné provient de l'absence de périodicité spatiale. Cette difficulté demeure même dans le cas où l'on suppose que tous les atomes de l'alliage sont situés sur les sites d'un réseau supposé parfait (alliages substitutionnels $\text{A}_x\text{B}_{1-x}\text{C}$ qui suivent la loi de Végard). La première étude théorique des propriétés physiques des alliages substitutionnels, proposée par L. NORDHEIM ⁽⁶⁸⁾ et appelée "approximation du cristal virtuel", consiste à remplacer le potentiel réel V agissant sur un électron (pour une configuration

donnée des atomes dans l'alliage) par sa moyenne V_m (la moyenne étant prise en considérant l'ensemble des configurations aléatoires possibles). Pour un cristal donné le potentiel V peut s'écrire :

$$V = V_m + V_D. \quad (\text{VI.1.1})$$

La fonction V_m , qui détermine la structure de bandes du cristal virtuel, ne permet pas de rendre compte de la variation du gap de l'alliage en fonction de la concentration x (69-71).

La fonction V_D est un terme de désordre. L'effet de la fonction V_D sur la structure de bandes du cristal virtuel (déterminé par V_m) peut en principe être calculé par une méthode de perturbation, à condition que V_D soit une quantité suffisamment petite. MUTO (72) et PARMENTER (70) ont démontré que, dans la limite de la théorie des perturbations au premier ordre, un alliage désordonné (décrit par $V_m + V_D$) était équivalent à un cristal parfait : le cristal virtuel. PARMENTER (70) a montré que des perturbations du second, troisième et quatrième ordre avaient pour principal résultat de faire apparaître une queue dans la densité d'états au niveau de la bande interdite. Le modèle du cristal virtuel, qui résulte de la partie périodique V_m du potentiel, et le calcul des perturbations, qui tient compte du désordre cristallin, montrent que la structure de bandes à un électron est une bonne description de la structure électronique d'un alliage. La

vérification des variations des énergies des transitions caractéristiques directes du mélange en fonction de la concentration et l'effet des inhomogénéités microscopiques sur le modèle à un électron sont un point essentiel de l'étude des alliages.

VI.2 MODELE DIELECTRIQUE DES ALLIAGES SEMICONDUCTEURS

Il a été montré expérimentalement ⁽⁷⁴⁻⁹⁰⁾ que les différences d'énergies caractéristiques des transitions directes, pour de nombreux alliages, sont bien décrites par une loi parabolique de la forme

$$E(x) = a + bx + cx(x-1). \quad (\text{VI.2.1})$$

a et b dépendent des constituants purs. c est le paramètre de courbure qui vaut 4 fois l'écart entre E(x) et la droite a + bx, pour x = 0,5.

Le calcul de la structure électronique d'un alliage à l'aide des méthodes habituelles (O.P.W, pseudo-potentiels, K.K.K..) est extrêmement complexe dans l'approximation du cristal virtuel. L'introduction de l'effet du désordre rend ce calcul encore plus délicat. En fait, les résultats obtenus jusqu'à présent ne sont pas très convaincants. En partant de considérations beaucoup plus générales la théorie diélectrique de PHILIPS ⁽⁹¹⁾, appliquée aux alliages en coordination tétraédrique, a permis à VAN VECHTEN et BERGSTRESSER ⁽⁹²⁾ d'obtenir des résultats importants et essentiels.

Nous allons rappeler brièvement les points principaux de cette théorie qui sont utiles pour la suite de ce travail.

Dans les semiconducteurs, coordonnés tétraédriquement, un gap direct quelconque E_i est donné, lorsqu'il est possible de ne pas tenir compte des perturbations des états de type s par des états de type d ⁽⁹³⁾, par

$$E_i = E_{i,h} \left[1 + \left(\frac{C}{E_{ih}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{VI.2.2})$$

C caractérise l'ionicité de la liaison au sens de PHILIPS ⁽⁹¹⁾. E_{ih} est la valeur du gap du cristal homopolaire correspondant (E_{ih} correspond à la partie homopolaire ou symétrique du potentiel). E_{ih} est supposé être une simple fonction de la distance d des atomes voisins, en prenant comme référence le cristal de silicium :

$$E_{ih} = E_{ih}(S_i) \cdot \left(\frac{d}{d(S_i)} \right)^S \quad (\text{VI.2.3})$$

Expression dans laquelle S est un paramètre.

Dans le cas d'une transition d'un niveau de type p vers un niveau de type s (transitions directes en Γ et L), affectée par la présence d'une bande d nous avons ⁽⁹³⁾,

$$E_i = (E_{ih} - (D_{av} - 1)\Delta E_i) \left(1 + \frac{C^2}{E_{ih}^2} \right)^{1/2} \quad (i = 0, 1) \quad (\text{VI.2.4})$$

ΔE_i est un paramètre qui ne dépend que de la distance des atomes voisins. Si les atomes du cristal sont sur la même ligne du tableau périodique des éléments D_{av} est égal à $\frac{N_{eff}}{4} = D$ où N_{eff} est un nombre efficace d'électrons ⁽⁹³⁾. Si les atomes du cristal considéré ne sont pas sur la même ligne du tableau périodique des éléments alors D_{av} est une moyenne, pondérée par la valence, des paramètres D des cristaux composés, d'une part, par les atomes du cristal considéré, et d'autre part, par les atomes situés sur la même ligne du tableau de périodique. Par exemple, $D_{av}(GaP) = \frac{5}{8} D(GaAs) + \frac{3}{8} D(AlP)$.

VAN VECHTEN et BERGSTRESSER ⁽⁹²⁾ ont proposé une méthode simple pour estimer la valeur du coefficient de courbure c . Ils supposent que c est la somme d'un coefficient de courbure c_i intrinsèque (déterminé par la méthode du cristal virtuel) et d'un coefficient de courbure c_e extrinsèque dû à l'apériodicité.

$$c = c_i + c_e \quad (VI.2.5)$$

La détermination de c_i est obtenue en choisissant comme potentiels E_h et C de l'alliage la moyenne arithmétique des potentiels E_h et C des constituant. Le paramètre c_e est calculé en le supposant proportionnel au carré des fluctuations d'un potentiel coulombien écranté par une énergie supposée la même pour tous les alliages de même type ⁽⁹²⁾.

VI.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX ⁽⁴³⁾

1 - Introduction

Pour obtenir les spectres d'électroréflexion de l'alliage $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ nous avons utilisé la méthode de l'électrolyte ⁽³³⁾. (l'électrolyte est une solution aqueuse de 1/10 de mole de KCl par litre). Les échantillons étudiés ont été fabriqués par croissance en solution ⁽⁹⁴⁾. Ces échantillons, très homogènes, ont un nombre de porteurs par centimètre cube compris entre 10^{16} et $5 \cdot 10^{16}$. Ils sont polycristallins, de type n pour $0 < x < 0,6$ et de type p pour $0,6 > x > 1$. Les échantillons utilisés ont une épaisseur de 0,8 millimètre environ. Une des faces, polie à la poudre diamantée, est analysée à la microsonde électronique. Les concentrations d'indium et de gallium sont mesurées simultanément et indépendamment. La variation relative de concentration en volume et en surface de l'échantillon est estimée être inférieure à 2 %. Avant de procéder aux mesures d'électroréflexion, les échantillons sont attaqués chimiquement (1 HCl , 4 HNO_3) puis rincés abondamment avec de l'eau désionisée. Les cristaux purs de GaP et d'InP, qui servent de références dans ce travail, ont été fabriqués dans des conditions analogues à celles de l'alliage ⁽⁹⁵⁾. Pour obtenir les spectres d'électroréflexion nous avons utilisé une tension de modulation de l'ordre d'un volt, sauf au voisinage de l'InP où la tension de modulation est plus faible. La polarisation continue est ajustée de façon à obtenir des spectres à faible champ en vue de déterminer les énergies de transitions par la méthode des trois points.

2 - Forme générale des spectres

Nous avons étudié les spectres d'électroréflexion du GaP, de l'InP et de 11 alliages $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$. La figure (VI.1) montre un spectre typique de l'alliage $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ ($x = 0,57$). Vers les basses énergies (1,3 - 3 eV) apparaissent des structures aigües correspondant aux transitions E_0 et $E_0 + \Delta_0$ (voir figure VI.2). Pour les faibles valeurs de x , nous avons observé un pic au-dessous de E_0 qui semble provenir d'un niveau d'impureté. Ce pic déjà observé sur l'InP ⁽⁹⁶⁾ et sur le GaAs ^(96,76) a un comportement particulier en fonction de la tension de polarisation continue. Il peut être éliminé en choisissant judicieusement les tensions continues et alternatives appliquées entre l'échantillon et l'électrode de platine. Entre 3 et 4 eV apparaissent les spectres dûs aux transitions E_1 et $E_1 + \Delta_1$. Aux énergies supérieures (4,5 - 6 eV) les spectres sont moins structurés, plus larges et varient peu en fonction de x .

3 - Transitions E_0 , $E_0 + \Delta_0$, E_1 et $E_1 + \Delta_1$ des composés purs

Sur la figure (VI.2), on peut voir le spectre d'électroréflexion de l'InP au voisinage du bord fondamental d'absorption pour un échantillon de type n, ayant $5 \cdot 10^{16}$ porteurs par centimètre cube. La structure comprise entre 1,30 et 1,40 eV correspond à la transition E_0 . La méthode des trois points donne $(1,345 \text{ eV} \pm 0,002) \text{ eV}$ pour cette transition, ce qui est en bon accord avec les résultats antérieurs ^(96,97). La structure qui apparait entre 1,40 et 1,50 eV provient de la transition $E_0 + \Delta_0$. Ce pic bien séparé de la structure

précédente permet une détermination précise de Δ_0 :

$\Delta_0 = (100 \pm 5)$ meV. Entre 3 et 3,5 eV (figure VI.3) les spectres d'électroréflexion de l'InP sont dûs aux transitions E_1 et $E_1 + \Delta_1$. La méthode des trois points donne $E_1 = (3,175 \pm 0,008)$ eV et $\Delta_1 = (125 \pm 15)$ meV. Cette détermination est moins précise que celles de E_0 et Δ_0 , car les structures de E_1 et $E_1 + \Delta_1$ sont mélangées.

Sur la figure (VI.2), on peut voir le spectre relatif aux transitions E_0 et $E_0 + \Delta_0$ du GaP. Les valeurs de E_0 et Δ_0 sont respectivement $E_0 = (2,780 \pm 0,006)$ eV et $\Delta_0 = (105 \pm 15)$ meV. La valeur de Δ_0 est en bon accord avec les résultats de SUBASHIEY et ABAGYAN ⁽⁹⁸⁾ de THOMPSON et al, ⁽⁷⁴⁾ de CARDONA et al ⁽⁹⁶⁾ et de SELL et LAWAETZ ⁽⁹⁹⁾. Les structures observées entre 3,5 et 4 eV ont pour origine E_1 et $E_1 + \Delta_1$: $E_1 = (3,760 \pm 0,010)$ eV, $E_1 + \Delta_1 = (3,86 \pm 0,03)$ eV. Ces pics correspondent aux structures déjà observées dans les spectres d'électroréflexion ou de réflectivité ^(96,74,100-102). Les structures de la transition $E_1 + \Delta_1$ sont mal résolues car l'éclatement spin-orbite Δ_1 est ici comparable au paramètre d'élargissement.

4 - Transitions E_0 , $E_0 + \Delta_0$, E_1 et $E_1 + \Delta_1$ de l'alliage $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$

Les spectres des alliages sont pratiquement semblables à ceux de l'InP et du GaP. Les figures (VI.2) et (VI.3) montrent respectivement les structures observées au voisinage des transitions E_0 et E_1 . Les pics correspondant à E_0 , $E_0 + \Delta_0$ et E_1 sont

nettement séparés pour toutes les valeurs de x tandis que le spectre de la transition $E_1 + \Delta_1$ est plus difficilement observable quand x tend vers 1. La table VI.1 donne les valeurs de ces transitions pour l'ensemble des échantillons. La figure (VI.5) donne les variations de $E_0(x)$ et de $(E_0 + \Delta_0)(x)$ en fonction de x . La meilleure approximation parabolique de $E_0(x)$ est :

$$E_0(x) = 1,345 + 1,435 x + 0,50 x(x-1) \quad (\text{VI.3.1})$$

Une loi similaire décrit la variation de $E_0 + \Delta_0$. Dans la figure (VI.4) la ligne en traits pleins correspond à une valeur constante de $\Delta_0 = 0,1$ eV. Néanmoins une meilleure approximation de $(E_0 + \Delta_0)(x)$ est obtenue en supposant une dépendance linéaire de Δ_0 en fonction de x (courbe en pointillés) de la forme

$$\Delta_0(x) = 0,11 - 0,02 x \quad (\text{VI.3.2})$$

La transition $E_1(x)$ est observée de l'InP au GaP. Sa variation en fonction de x n'est pas linéaire. En supposant une variation quadratique de $E_1(x)$, $(E_1(x) = A + bx + c(x-1)x)$, on a déterminé c en étudiant l'écart à la linéarité de la transition $E_1(x)$. Sur la figure (VI.5) cet écart est tracé en fonction de $x(1-x)$. La déviation apparaît alors comme une droite donnant $c = (0,86 \pm 0,06)$ eV. On obtient alors :

$$E_1(x) = 3,18 + 0,58x + 0,86x(x-1) \quad (\text{VI.3.3})$$

Pour $x > 0,2$, le recouvrement des spectres relatifs à E_1 et $E_1 + \Delta_1$ permet difficilement l'application de la méthode des trois points pour déterminer $(E_1 + \Delta_1)(x)$. Comme généralement $E_1 + \Delta_1$ ne provoque qu'un pic, nous nous sommes servi de celui-ci pour déterminer $\Delta_1(x)$. La variation de $\Delta_1(x)$ ainsi obtenue n'est pas linéaire comme le montre la figure (VI.6). On observe un maximum pour $x = 0,5$. L'écart à la linéarité est très marqué : 0,07 eV. Une bonne approximation parabolique des résultats expérimentaux est :

$$\Delta_1(x) = 0,13 - 0,03 x + 0,28 x(1-x)$$

Ce résultat, non décrit par le modèle du cristal virtuel, a cependant déjà été observé dans d'autres systèmes d'alliages (86,76,74).

5 - Structures aux hautes énergies.

Les pics observés sur l'InP à 4,7 eV, 5 eV et 6 eV et sur le GaP à 4,8 eV, 5,3 eV et 5,7 eV (avec une précision de $\pm 0,04$ eV) correspondent probablement aux transitions E'_0 , E'_2 et $E'_2 + \delta$ (103,96) définies sur la figure (VI.7). Compte-tenu des incertitudes expérimentales, on peut estimer que la variation de ces niveaux en fonction de la concentration est linéaire. Par exemple, la figure (VI.1) relative à l'échantillon $\text{Ga}_{0,57}\text{In}_{0,43}\text{P}$ donne $E'_0 = 4,78$ eV, $E'_2 = 5,20$ eV et $E'_2 + \delta = 5,65$ eV.

Energie des transitions E_0 , $E_0 + \Delta_0$, E_1 et $E_1 + \Delta_1$ pour l'alliage $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ (les énergies sont en eV)

x	E_0	$E_0 + \Delta_0$	E_1	$E_1 + \Delta_1$
0	1.345 ± 0.002	1.446 ± 0.004	3.175 ± 0.008	3.30 ± 0.008
0.05	1.400 ± 0.002	1.500 ± 0.005	3.175 ± 0.01	3.31 ± 0.01
0.21	1.585 ± 0.003	1.698 ± 0.007	3.159 ± 0.01	3.33 ± 0.02
0.23	1.589 ± 0.003	1.702 ± 0.010	3.154 ± 0.01	3.33 ± 0.02
0.30	1.671 ± 0.003	1.800 ± 0.010	3.154 ± 0.01	3.34 ± 0.03
0.46	1.872 ± 0.003	1.974 ± 0.007	3.220 ± 0.01	3.42 ± 0.02
0.525	1.976 ± 0.004	2.092 ± 0.008	3.279 ± 0.015	3.47 ± 0.02
0.57	2.042 ± 0.004	2.145 ± 0.008	3.306 ± 0.015	3.52 ± 0.02
0.615	2.090 ± 0.003	2.205 ± 0.007	3.314 ± 0.010	3.52 ± 0.03
0.76	2.326 ± 0.004	2.436 ± 0.009		
0.80	2.365 ± 0.005	2.466 ± 0.010	3.482 ± 0.015	3.64 ± 0.04
0.885	2.525 ± 0.005	2.628 ± 0.010	3.589 ± 0.010	3.76 ± 0.04
1	2.777 ± 0.006	2.885 ± 0.010	3.756 ± 0.010	3.86 ± 0.02

TABLE VI.1

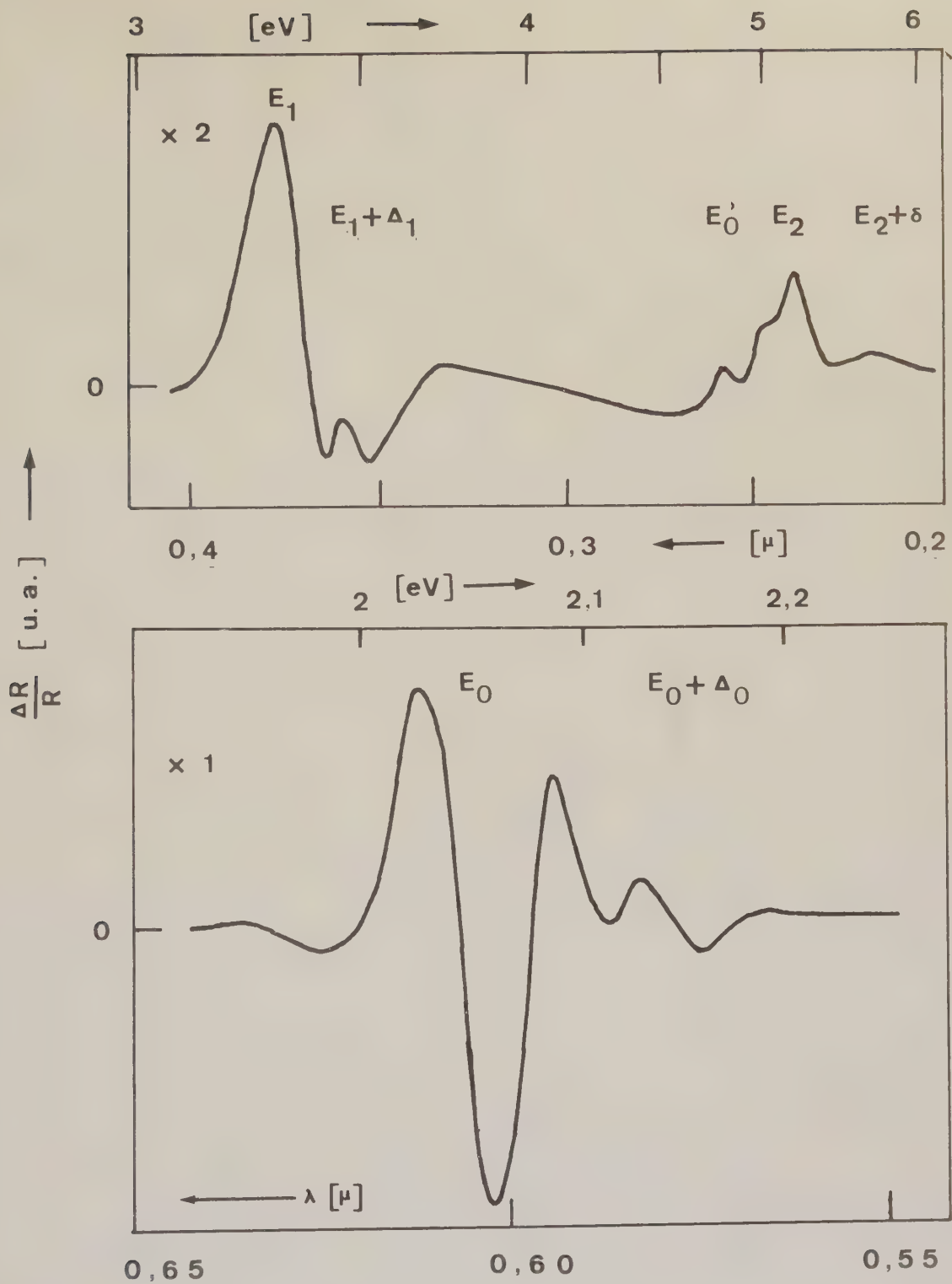


Figure (VI.1) : Spectre d'électroréflexion de $\text{Ga}_{0.57}\text{In}_{0.43}\text{P}$.

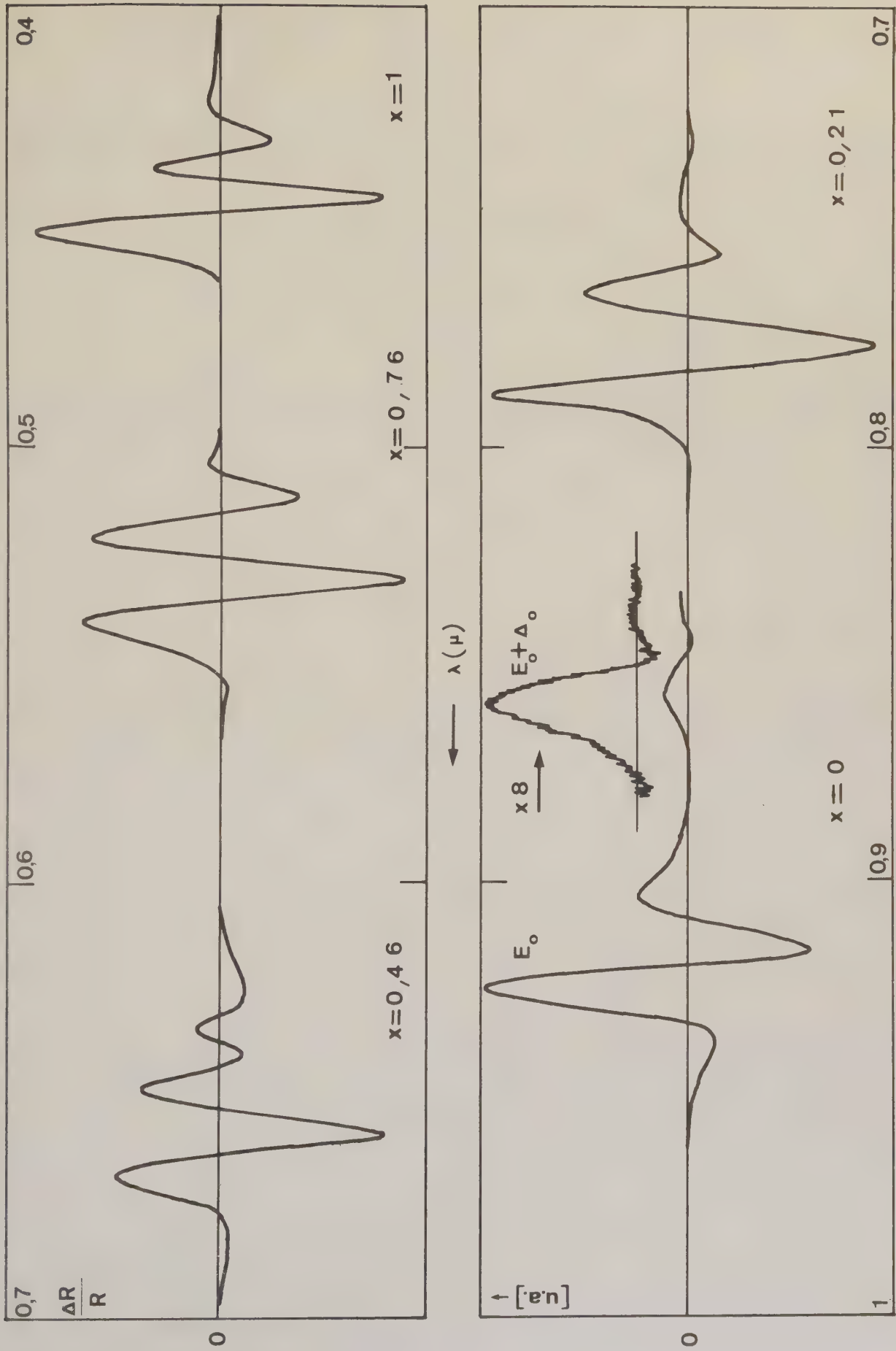


Figure (VI.2) : Spectres d'électroréflexion des transitions E_0 et $E_0 + \Delta_0$ de l'alliage $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$.

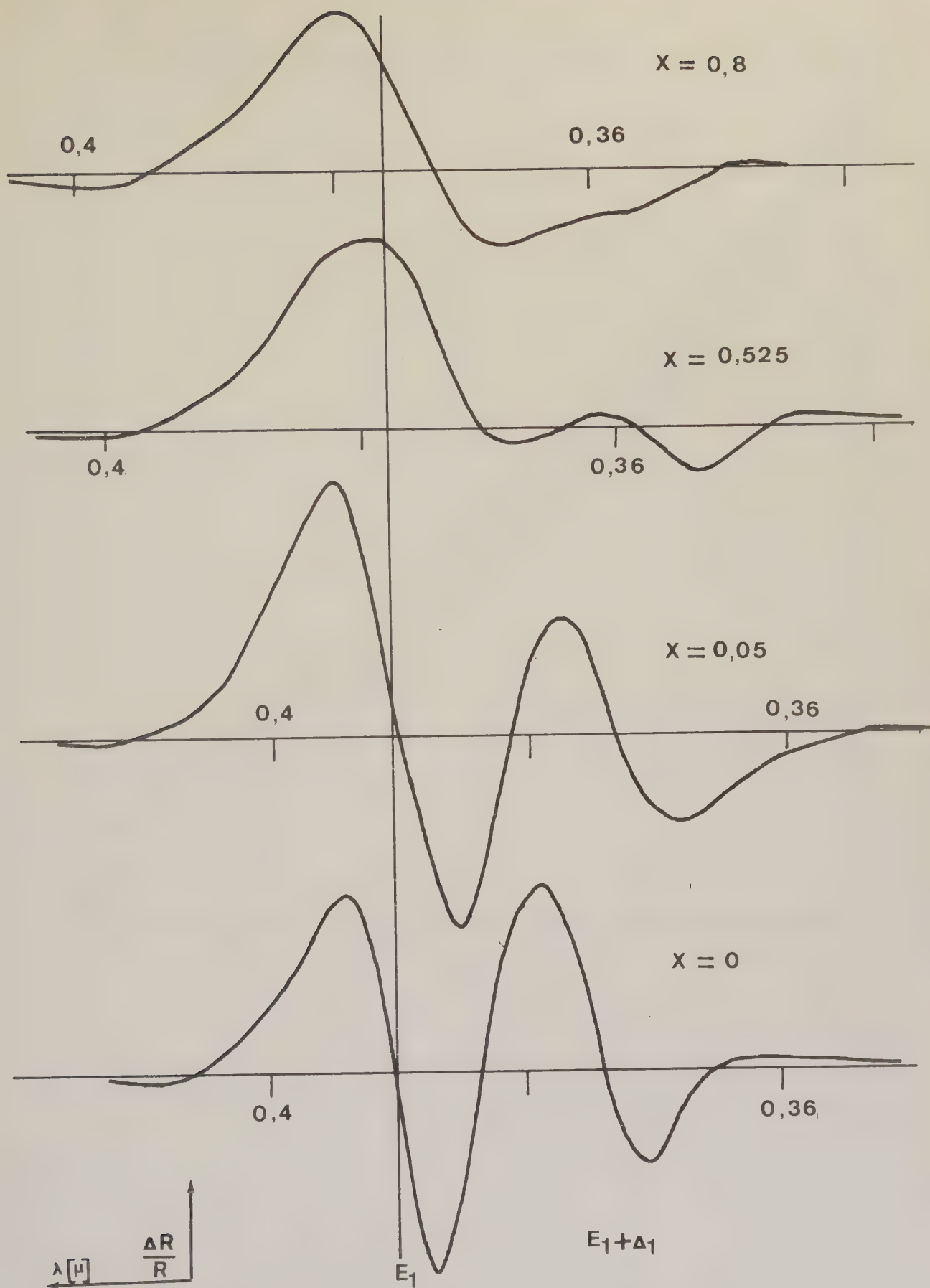


Figure (VI.3) : Spectres d'électroréflexion des transitions E_1 et $E_1 + \Delta_1$ de l'alliage $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$.

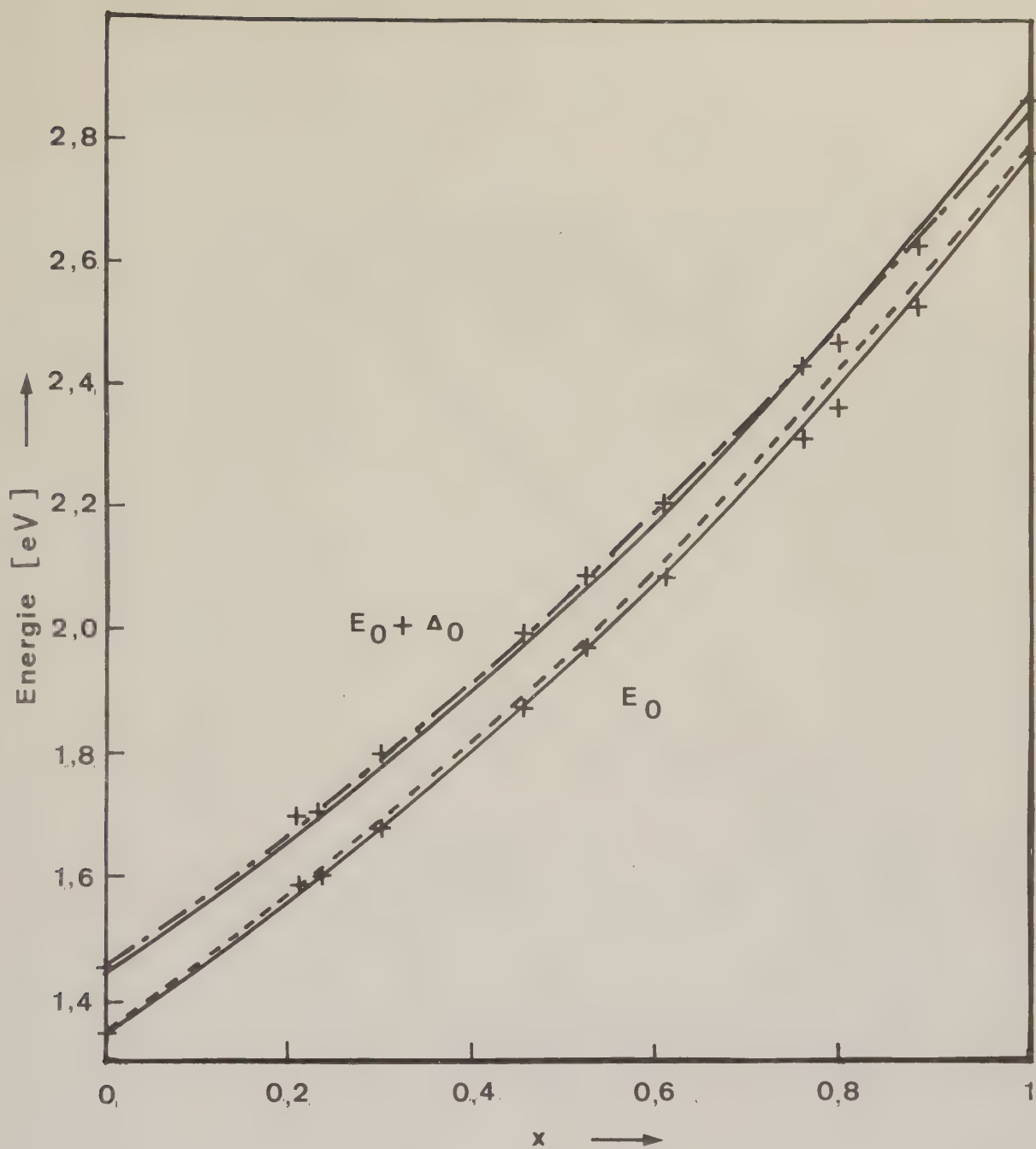


Figure (VI.4) : Variations des énergies des transitions E_0 et $E_0 + \Delta_0$ en fonction de la composition x .

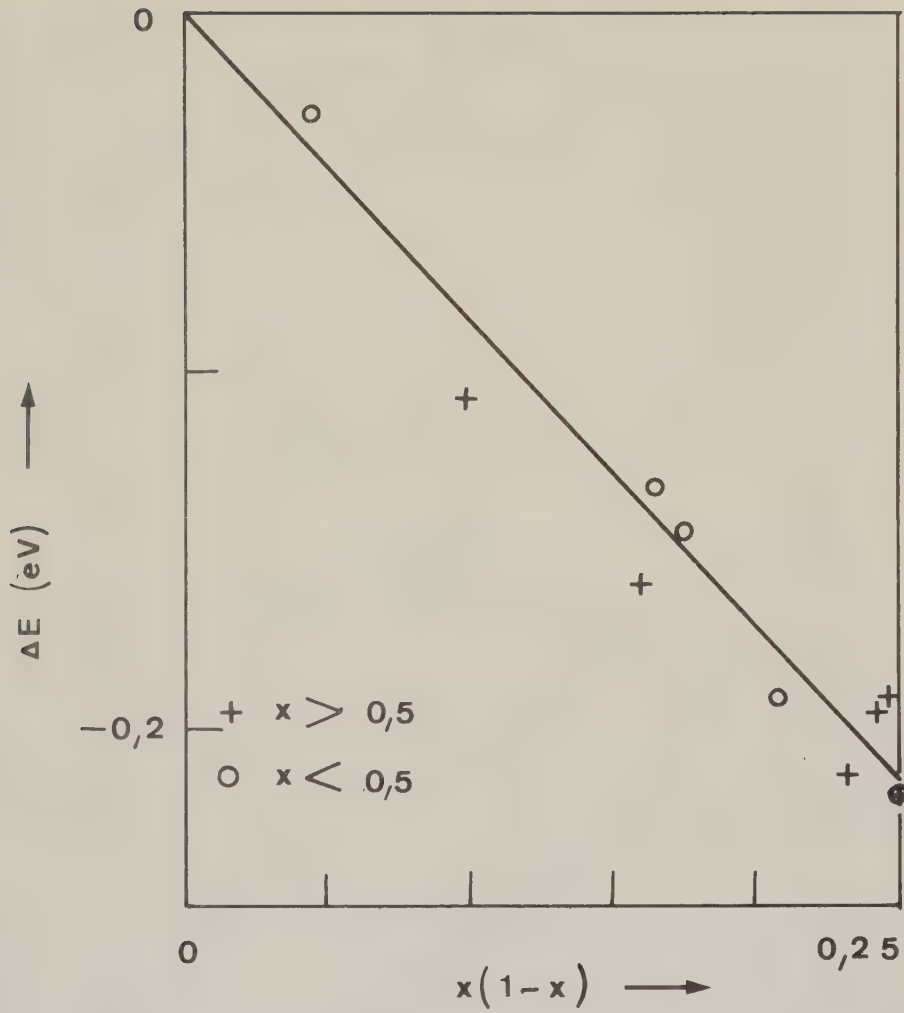


Figure (VI.5) : Détermination du paramètre de courbure pour la transition E_1 .

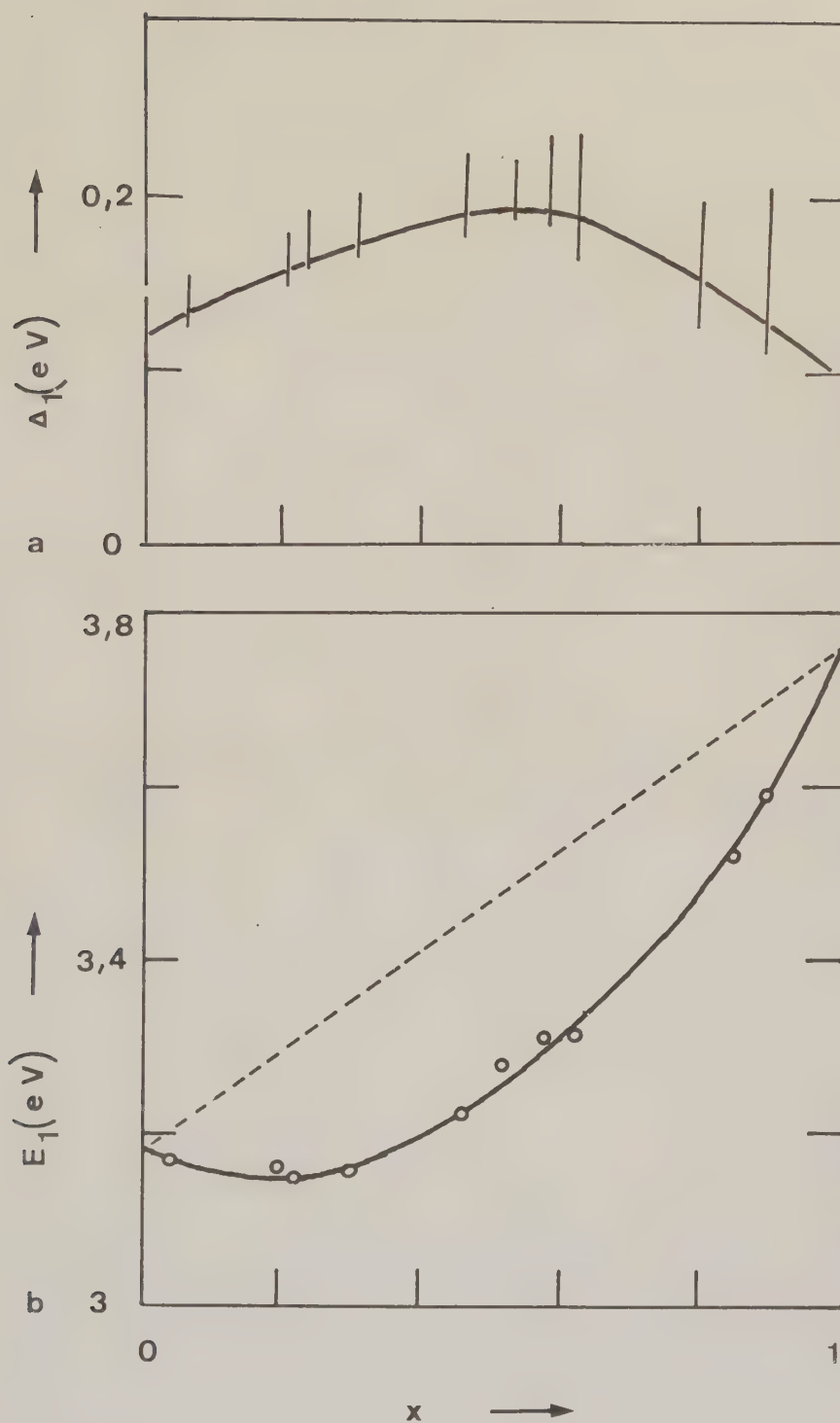


Figure (VI.6) : Variation de l'énergie de la transition E_1 et de l'éclatement spin-orbite Δ_1 en fonction de la composition x .

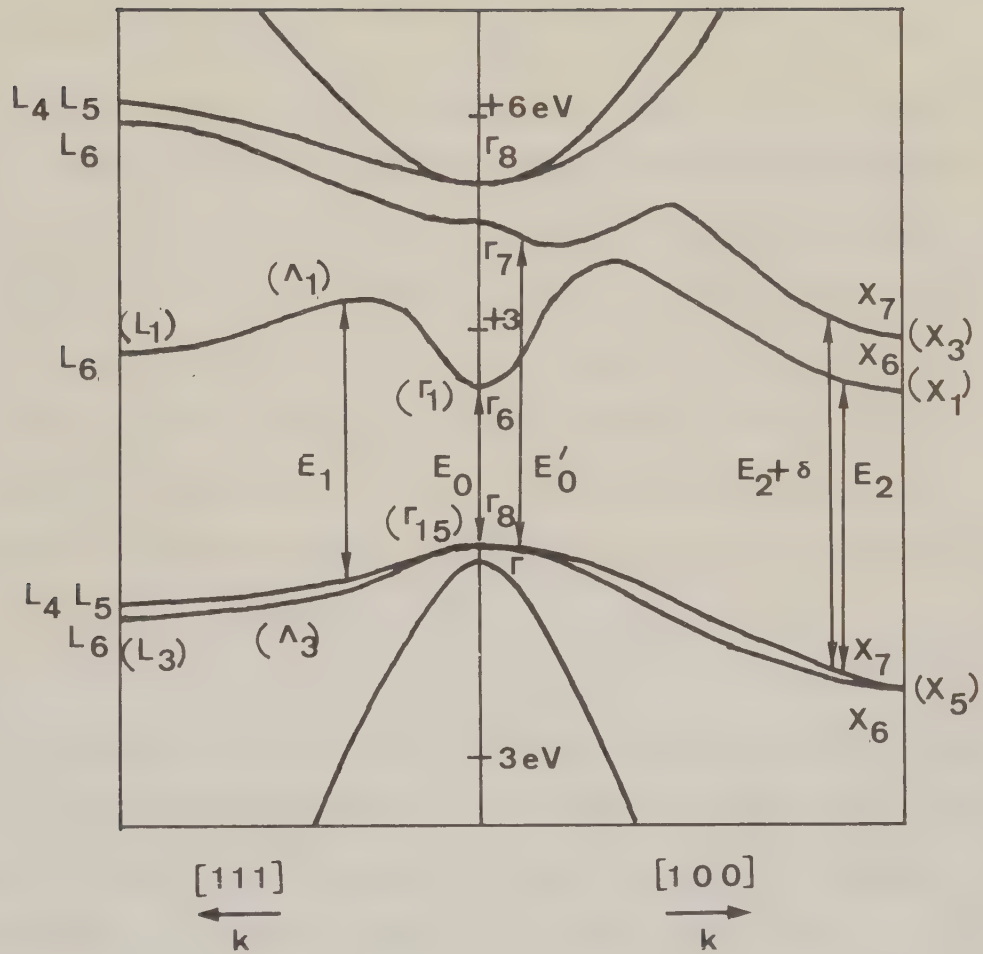


Figure (VI.7) : Structure de bandes de l'alliage $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$.

VI.4 INTERPRETATIONS DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

1 - Paramètre d'élargissement Γ .

Comme il apparaît sur les figures (VI.2) et (VI.3), donnant $\frac{\Delta R}{R}$ en fonction de la longueur d'onde pour différents échantillons, il n'y a pas de changements importants de la forme des spectres en fonction de la composition x . Les spectres sont semblables à ceux correspondant à InP, GaP. Ceci indique une très bonne homogénéité macroscopique des échantillons et montre que le désordre microscopique n'est pas une source importante de distorsion des spectres d'électroréflexion, compte-tenu du paramètre d'élargissement mis en jeu. Le paramètre d'élargissement Γ varie de façon linéaire avec l'énergie de la transition, ce qui est naturel.

En vue de vérifier les théories du cristal virtuel et en particulier la théorie de PARMENTER ⁽⁷³⁾, prévoyant, à partir de calculs de perturbations d'ordre supérieur à deux, une queue de bande au voisinage de E_0 , nous avons étudié spécialement le mélange $\text{Ga}_{0,05}\text{In}_{0,95}\text{P}$. Aucune variation importante de la forme des spectres n'est décelable si ce n'est une très légère (10 %) augmentation du paramètre d'élargissement. Ce résultat a déjà été observé sur d'autres alliages du même type : $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ ⁽⁷⁶⁾ et $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ ⁽⁸⁶⁾. Ce qui montre que, compte tenu du paramètre d'élargissement, ($\Gamma = 20$ meV) l'effet de la queue de bande est négligeable.

2 - Comparaison avec la théorie diélectrique

Pour comparer nos résultats à ceux prévus par la théorie diélectrique nous avons ajusté d'une part, à partir de nos résultats expérimentaux, les paramètres D_{av} de l'InP et du GaP, et calculé d'autre part les paramètres c de courbures. Ces résultats sont présentés dans les tableaux ci-dessous.

Cristal	$d_o(A)$	$c(eV)$	D_{av}	$E_0(eV)$ calc.	$E_0(eV)$ exp.	$E_1(eV)$ cal.	$E_1(eV)$ exp
GaP	4.460	3.30	1.155	2.72	2.78	3.82	3.76
InP	4.802	3.34	1.273	1.36	1.345	3.165	3.175

Tableau VI.2

	c_i	c_e	c (calc.)	c (exp.)
E_0	0.37	0.31	0.68	0.50 ± 0.05
E_1	0.27	0.31	0.58	0.86 ± 0.06

Tableau VI.3

Il est intéressant de remarquer que le paramètre de courbure théorique pour $E_0(x)$ est plus grand que le paramètre expérimental. Ceci montre que l'effet du désordre est plus petit que prévu, comme

nous l'avons déjà observé dans la discussion concernant le paramètre d'élargissement. Pour la transition E_1 il est possible d'interpréter la valeur importante du c expérimental sans faire intervenir l'effet du désordre (cf. ci-dessous).

La théorie diélectrique des alliages ne tient pas compte du couplage spin-orbite. Pour étudier $\Delta_0(x)$ et $\Delta_1(x)$ on peut généraliser l'approximation de BRAUNSTEIN-KANE ⁽¹⁰⁴⁾

$$\Delta_0 = \left[x \xi_{\text{Ga}} \Delta_{\text{Ga}} + (1-x) \xi_{\text{In}} \Delta_{\text{In}} + \xi_{\text{P}} \Delta_{\text{P}} \right] C'_0 \quad (\text{VI.4.1})$$

La constante de normalisation C'_0 est $\frac{29}{20}$ pour les composés III.V. Δ_i est l'éclatement spin-orbite de l'ion i . Le coefficient ξ est relié à l'ionicité du composé. Cette équation prévoit une variation linéaire de Δ_0 avec x comme nous l'observons compte tenu de la valeur des incertitudes expérimentales. Si le point critique correspondant aux transitions E_1 et $E_1 + \Delta_1$ ne varie pas en fonction de x dans l'espace des k , $\Delta_1(x)$ peut être décrit par une équation linéaire en x similaire à l'équation (VI.4.1) ^(105,106). La figure (VI.4) montre que dans le composé $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$, comme dans le GaP et l'InP, la règle $\Delta_1 = \frac{2}{3} \Delta_0$ n'est pas suivie et que $\Delta_1(x)$ n'est pas une fonction linéaire de x , ce qui ne peut pas être prévu par la théorie du cristal virtuel et la théorie diélectrique. Cette non-linéarité peut être expliquée simplement par un glissement dans l'espace des k de la transition Λ ⁽⁷⁴⁾, glissement qui pourrait aussi expliquer la valeur importante du paramètre c correspondant à E_1 . VAN VECHTEN et al ⁽¹⁰⁷⁾ ont tenté néanmoins d'expliquer la non-linéarité de Δ_1 par l'effet du désordre microscopique.

CONCLUSION.

Nous rappellerons ici les principaux résultats qui se dégagent de notre étude.

Après un exposé théorique de l'électroréflexion dans l'approximation des faibles champs électriques nous avons pu préciser les limites de validité de cette approximation dans le cas où le champ est appliqué par barrière de SCHOTTKY. Pour la transition E_0 du germanium, cette étude a montré que la fenêtre d'obtention de spectres à faible champ électrique homogène est très étroite :

$$35 \text{ mV} < -V_B < 95 \text{ mV}.$$

Dans le but d'observer des spectres à faible champ, nous avons mis au point un appareillage permettant de détecter des variations relatives de pouvoir réflecteur de l'ordre de 10^{-6} et un dispositif performant et original : l'hétérojonction Ge-Cu₂S. Grâce à cette hétérojonction nous avons pu vérifier, d'une part, la théorie à

champ faible pour des modulations variant de 0,2 à 100 mV (les spectres ayant un paramètre d'élargissement de 4 meV), et d'autre part, la validité de la méthode des trois points que nous avons étendue au cas où les spectres ne présentent pas d'oscillations et ont une largeur fonction du champ électrique.

A basse température, le paramètre d'élargissement diminue ($\Gamma \approx 1$ meV à 4°K). Dans ces conditions, l'utilisation de l'hétérojonction Ge-Cu₂S nous a permis, sans changer la valeur du champ électrique, d'obtenir des spectres à champs moyens ($\hbar \Omega > \Gamma$) présentant de nombreuses oscillations avec battements. L'application supplémentaire d'une contrainte uniaxiale, qui lève la dégénérescence de la bande de valence, nous a permis d'obtenir des spectres sans battements.

Nous avons appliqué les résultats précédents à l'étude, d'une part, de l'évolution des niveaux E_0 et $E_0 + \Delta_0$ du germanium soumis à une contrainte uniaxiale, et d'autre part, des spectres d'électroréflexion de l'alliage Ga_xIn_{1-x}P.

Les spectres d'électroréflexion du germanium, soumis à une contrainte uniaxiale, nous ont permis de déterminer les potentiels de déformation du germanium avec une grande précision (à 300°K et à basse température) et de vérifier expérimentalement les rapports théoriques des intensités de transition suivant la polarisation de la lumière incidente. Ces études ont été rendues possibles par la

mise au point d'un appareillage de pression uniaxiale permettant des mesures optiques à basse température.

Les spectres d'électroréflexion à champ faible de l'alliage ternaire $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ nous ont permis d'observer les variations d'énergie des transitions E_0 , $E_0 + \Delta_0$, E_1 , $E_1 + \Delta_1$, E_0' et E_2 en fonction de la concentration x de ce composé que nous avons pu étudier et caractériser. Cette étude a mis en évidence la faible influence du désordre microscopique sur la structure de bandes, compte tenu du paramètre d'élargissement Γ des spectres. D'autre part l'approximation du cristal virtuel n'a pas toujours paru être un bon modèle (transition E_1 et $E_1 + \Delta_1$).

Cette étude ouvre de nombreuses perspectives d'avenir.

Pour le germanium par exemple, il serait possible d'étendre la technique utilisée à l'étude à basse température des transitions autres que celles du gap direct. Une étude théorique plus complète des courbes expérimentales obtenues à champ moyens permettrait de déterminer l'effet d'une pression uniaxiale sur l'exciton et les masses effectives mises en jeu.

L'application d'un champ magnétique combiné à l'électroréflexion à faible champ sur des échantillons, soumis ou non à une contrainte uniaxiale, pourrait faire l'objet d'une étude très intéressante non seulement pour le gap mais aussi pour d'autres transitions (E_1 et $E_1 + \Delta_1$).

En ce qui concerne les alliages, les mesures d'électroréflexion à faible champ et à basse température permettraient de mieux étudier les niveaux électroniques et, en particulier, l'éclatement dû à l'interaction spin-orbite. Sur les alliages ayant un gap indirect, il serait souhaitable d'effectuer des mesures d'électroabsorption à faible champ, car l'effet du désordre sur les phonons est plus important .

Sur le plan pratique, enfin, l'électroréflexion à faible champ des alliages peut permettre une caractérisation de la composition x .

BIBLIOGRAPHIE

- (1) M. CARDONA, Modulation Spectroscopy, Solid State Physics Supl. 11 (Academic Press New-York) 1969.
- (2) F. BASSANI, Rendiconti della Scuola Internazionale Enrico Fermi, Corso XXXIV (Academic Press, New York) 1966.
- (3) D.L. GREENAWAY, G. HARBEKE, Optical Properties and Band Structure of Semiconductors (Pergamon Press, Oxford) 1968.
- (4) G. HARBEKE, Optical Properties of Solids (F. ABELES Editor, North Holland Company) 1972.
- (5) L. VAN HOVE, Phys. Rev. 89, p. 1189, 1953.
- (6) J.C. PHILLIPS, Phys. Rev. 104, p. 1263, 1956.
- (7) T.P. Mc LEAN, Progress in Semiconductors, Vol 5 (A.F. GIBSON Editor, Heywood, London) 1960.
- (8) R.J. ELLIOTT, Phys. Rev., 108, p. 1384, 1957.
- (9) G.F. KOSTER, J.C. SLATER, Phys. Rev., 96, p. 1208, 1954.
- (10) B. VELICKY, J. SAK, Phys. Status Solidi 16, p 147, 1966.
- (11) Y. TOYOZAWA, M. INOUE, T. INUI, M. OKAZAKI, E. HANAMURA, J. Phys. Soc. Japan Suppl. 21, p. 133, 1967.
- (12) J. HERMANSON, Phys. Rev. 150, p. 660, 1966., 166, p. 893, 1968.
- (13) A. MESSIAH, Mécanique Quantique, (Dunod Paris), 2, 1960
- (14) D.E. ASPNES, J.E. ROWE, Phys. Rev. 5, p. 4022, 1972.
- (15) D.E. ASPNES, dans Modulation Spectroscopy, à paraitre dans Surface Sciences, 1973.

- (16) D.E. ASPNES, J.E. ROWE, Solid State Commun. 8, p. 1145,(1970).
- (17) D.E. ASPNES, J.E. ROWE, Proceedings of the Tenth International Conference on the Physics of Semiconductors, Cambridge, Massachusetts (édité par S.P. KELLER, J.C. HENSEL, F. STERN) p. 422,(1970).
- (18) D.E. ASPNES, Phys. Rev. Letters, 28, p. 168,(1972).
- (19) D.E. ASPNES, Phys. Rev, 147, p. 554 (1966).
- (20) D.E. ASPNES, Phys. Rev, 153, p. 972 (1967).
- (21) D.E. ASPNES, P. HANDLER, D.F. BLOSSEY, Phys. Rev. 166, p. 921 (1968)
- (22) D.E. ASPNES, N. BOTTKA dans Semiconductors and Semimetals, Vol 9 (Edité par R.KL WILLARDSON et A.C. BEER - Academic Press, New-York) (1972).
- (23) Y. HAMAKAWA, P. HANDLER, F.A. GERMANO, Phys. Rev., 167, p. 709 (1968).
- (24) B.O. SERAPHIN, N. BOTTKA, Phys. Rev, 145, p. 628 (1966).
- (25) J.E. ROWE, D.E. ASPNES, Phys. Rev. Letters, 25, p. 162 (1970).
- (26) D.E. ASPNES, A. FROVA, Solid State Commun. 7, p. 155 (1969),Ref (1) p. 213.
- (27) D.E. ASPNES, J.E. ROWE, Phys. Rev. Letters, 27, p. 188 (1971).
- (28) V. REHN, D.S. KYSER, Phys. Rev. Letters, 18, p. 848 (1967).
- (29) J.L. JACQUEMIN, C. ALIBERT, M. de MURCIA, Phys. Status Solidi, 51, p. K 75 (1972).
- (30) J.L. DEISS, Thèse, Strasbourg (non publié) (1970).
- (31) R. WILLIAMS, Phys. Rev, 126, p. 442 (1962).
- (32) R. WILLIAMS, Phys. Rev, 117, p. 1487 (1960).
- (33) K.L. SHAKLEE, F.H. POLLAK, M. CARDONA, 15, p. 883 (1965).
- (34) P.J. BODDY, W.H. BRATTAIN, J. Electrochem. Soc., 110, p. 570 (1963).
- (35) H. GOBRECHT, O. MEINHARDT, B. REINICKE, Ber Bunsenges. Physik. Chem, 67, p. 493 (1963).

- (36) H. GOBRECHT, R. THULL, F. HEIN, M. SCHALDACH, Ber. Bunsenges. Physik. Chem. 73, p. 68, (1969).
- (37) T. NISHINO, Y. HAMAKAWA, Journal of Phys. Soc. of Japan 26, p. 403 (1969).
- (38) C. ALIBERT, G. BORDURE, Phys. Stat. Solidi, 40, p. 687 (1970)
- (39) C. ALIBERT, J.L. JACQUEMEIN, G. BORDURE, Journal of Physics E, 5, p. 249 (1972).
- (40) G. BORDURE, C. ALIBERT, M. AVEROUS, Proceedings of the 11th International Conference on the Physics of Semiconductors 2 p. 1426 (1972).
- (41) D.E. ASPNES, Phys. Rev. Letters, 28, 913 (1972).
- (42) A. MANY, Semiconductor Surfaces (North-Holland Publishing Company Amsterdam) p. 128 (1965).
- (43) C. ALIBERT, G. BORDURE, A. LAUGIER, J. CHEVALLIER, Phys. Rev. B 6, p. 1301 (1972).
- (44) L.J. VAN DER PAUW, Phillips Res. Rep., 13, p. 1 (1958).
- (45) R.L. ZUCCA, Y.R. SHEN, Phys. Rev. B 1, p. 2668 (1970).
- (46) F. GUASTAVINO, H. LUQUET, J. BOUGNOT, C.R.A.S 269, p. 831 (1969).
- (47) B.J. MULDER, Phys. Stat. Sol. (a) 13, p. 79 (1972).
- (48) D.E. ASPNES, A. FROVA, Phys. Rev. B 2, p. 1037 (1970).
- (49) F.C. WEINSTEIN, J.D. DOW, B.Y. LAO, Phys. Stat. Sol (b) 43, K 105 (1971).
- (50) F.C. WEINSTEIN, J.D. DOW, B.Y. LAO, Phys. Rev. B 4, p. 3502 (1971).
- (51) J.D. DOW, F.C. WEINSTEIN, B.Y. LAO, Phys. Rev. B 6, p. 3148 (1972).
- (52) F.H. POLLAK, M. CARDONA, Phys. Rev. 172, p. 816 (1968).
- (53) F.H. POLLAK, même référence que (17) p. 407

- (54) G.E. PIKUS et G.L. BIR, Fiz. Tverd. Tela 1, 154, p. 1642 (1959) ;
3, p. 1001 (1961) ; Soviet Phys. Solid State 1, 136, p. 1502 (1959) ;
3, p. 730 (1961) ; Phys. Rev. Letters 6, p. 103 (1961).
- (55) H. HASEGAWA, Phys. Rev. 129, p. 1029 (1963).
- (56) J.C. HENSEL et G. FEHER, Phys. Rev. 129, p. 1041 (1963).
- (57) W.H. KLEINER et L.M. ROTH, Phys. Rev. Letters 2, p. 334 (1959).
- (58) C. KITTEL, Théorie Quantique du Solide, Dunod Paris, p. 300 (1967).
- (59) H.J. Mc SKIMIN, Journal of Applied Physics 24, p. 988 (1953).
- (60) D.E. ASPNES et A.A. STUDNA Sckottky-Barrier Electroreflectance :
 Application to GaAs (soumis à Phys. Rev.).
- (61) R. ZALLEN, W. PAUL, Phys. Rev., 134, p. A 1628 (1964).
- (62) A.M. GLASS, Can. J. Phys. 43, p. 12 (1965).
- (63) I. BLASLEV, Solid State Commun. 5, p. 315 (1967).
- (64) J.J. HALL, Phys. Rev. 128, p. 68 (1962).
- (65) I. BLASLEV, Phys. Rev. 143, p. 636 (1966).
- (66) J.C. HENSEL, Solid State Commun. 4, p. 231 (1966).
- (67) J.C. HENSEL, Bull. Amer. Phys. Soc. 14, p. 113 (1969).
- (68) L. NORDHEIM, Ann. Physik 9, 607 et 641 (1931).
- (69) J.A. VAN VECHTEN, T.K. BERGSTRESSER, Phys. Rev. B 1, p. 3351 (1970).
- (70) D. RICHARDSON, J. Phys. C. 5, p. L 27 (1972).
- (71) D. STROUD, Phys. Rev. B 5, p. 3366 (1972).
- (72) T. MUTO, Sci. Papers Inst. Phys. Chem. Research (Tokyo) 34, p. 377
 (1938).
- (73) R.H. PARMENTER, Phys. Rev. 97, p. 587 (1955).
- (74) A.G. THOMPSON, M. CARDONA, K.L. SHAKLEE, J.C. WOOLEY, Phys. Rev.
146, p. 601 (1966).
- (75) A.G. THOMPSON, J.C. WOOLEY, Can. J. Phys. 45, p. 2597 (1967).
- (76) E.W. WILLIAMS, V. REHN, Phys. Rev. 172, p. 798 (1968).

- (77) J.S. KLINE, F.H. POLLAK, M. CARDONA, *Helv. Phys. Acta* 41, p. 968 (1968).
- (78) H. RODOT, J. HORAK, G. ROUY, J. BOURNEIX, *C.R.A.S.* 269 B, p. 381 (1969).
- (79) E.W. WILLIAMS, A.M. WHITE, A. ASHFORD, C. HILSUM, P. PORTEOUS, *J. Phys. C* 3, p. L 55 (1970).
- (80) A.M. WHITE, E.W. WILLIAMS, P. PORTEOUS, C. HILSUM, *J. Phys. D* 3, p. 1322 (1970).
- (81) B.W. HAKKI, A. JAYARAMAN, C.K. KIM, *J. Appl. Phys.* 41, p. 5291 (1970).
- (82) A. ONTON, M.R. LORENTZ, W. REUTER, *J. Appl. Phys.* 9, p. 3420 (1971).
- (83) M.R. LORENTZ, A. ONTON, même référence que (17) p. 144.
- (84) J. CHEVALLIER, A. LAUGIER, *Phys. Status Solidi* 8, p. 437 (1971).
- (85) A. ONTON, R.J. CHICOTKA, *Phys. Rev. B* 4, p. 1847 (1971).
- (86) S.S. VISHNUBHATLA, B. EYGLUMENT, J.C. WOOLLEY, *Can. J. Phys.* 45, p. 1661 (1969).
- (87) A.H. LETTINGTON, D. JONES, R.S. SARGINSON, *J. Phys. C* 4, p. 1534 (1971).
- (88) A. LAUGIER, J. CHEVALLIER, *Solid State Commun.* 10, p. 353 (1972).
- (89) O. BEROLO, J.C. WOOLLEY, *Proceedings of the 11 th International Conference on the Physics of Semiconductors* (1972).
- (90) D.E. ASPNES, K.E. BENSON, A.A. STUDNA (à paraitre) (1973).
- (91) J.C. PHILLIPS, *Phys. Rev. Letters* 20, p. 550 (1968).
- (92) J.A. VAN VECHTEN, T.K. BERGSTRESSER, *Phys. Rev. B* 1, p. 3351 (1970).
- (93) J.A. VAN VECHTEN, *Phys. Rev.* 187, p. 1007 (1969).
- (94) A. LAUGIER, J. CHEVALLIER, *Phys. Status Solidi (a)* 7, p. 427 (1971).
- (95) H. RODOT, A. HRUBY, M. SCHNEIDER, *J. Cryst. Growth* 3, p. 305 (1969).
- (96) M. CARDONA, K.L. SHAKLEE, F.H. POLLAK, *Phys. Rev.* 154, p. 696 (1967).

- (97) D.L. GREENAWAY, Phys. Rev. Letters 9, p. 97 (1962).
- (98) W.K. SUBASHIEV, S.A. ABAGYAN, Proceedings of the International Conference on Physics of Semiconductors, Paris (édité par M. HULIN) p. 225 (1964).
- (99) D.D. SELL, P. LAWAETZ, Phys. Rev. Letters 26, p. 311 (1971).
- (100) R. ZALLEN, W. PAUL, Phys. Rev. 134, p. 1628 (1964).
- (101) T.K. BERGSTRESSER, M.L. COHEN, E.W. WILLIAMS, Phys. Rev. Letters 15, p. 662 (1965).
- (102) J.C. WOOLLEY, A.G. THOMPSON, M. RUBENSTEIN, Phys. Rev. Letters 15, p. 670 (1965).
- (103) Référence (1) page 244.
- (104) R. BRAUNSTEIN, E.O. KANE, J. Phys. Chem. Solids 23, p. 1423 (1962).
- (105) M. CARDONA, D.L. GREENAWAY, Phys. Rev. 125, p. 1291 (1961).
- (106) M. CARDONA, dans Semiconductors and Semimetals (Academic, New-York) Vol 3, p. 142 (1967).
- (107) J.A. VAN VECHTEN, O. BEROLO, J.C. WOOLLEY, Phys. Rev. Letters 29, p. 1400 (1972).

APPENDICE .

Dans l'expression (I.2.5) il est possible de montrer ⁽¹⁰⁸⁾ que l'élément de matrice P_{vc} est proportionnel à $C_0^2 \phi(0)$ dans le cas d'une transition directe permise. La fonction d'onde $\phi(\vec{r})$ est solution de l'équation

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{1}{\mu_x} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{\mu_y} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{\mu_z} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] + e \vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{r} + E_g + E \right\} \phi(\vec{r}) = 0 .$$

cette équation a pour solution ⁽¹⁹⁾

$$\phi(\vec{r}) = C_x C_y C_z A_i \left(\frac{-e \mathcal{E}_x x - E_x}{\hbar \theta_x} \right) A_i \left(\frac{-e \mathcal{E}_y y - E_y}{\hbar \theta_y} \right) A_i \left(\frac{-e \mathcal{E}_z z - E_z}{\hbar \theta_z} \right)$$

où les fonctions d'Airy sont définies par ⁽¹⁾ :

$$A_i(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^x ds \cos \left(\frac{1}{3} s^3 + xs \right) .$$

Les quantités $\hbar \theta_i$ et C_i valent

$$\hbar \theta_i = \left[\frac{e^2 \mathcal{E}_i^2 \hbar^2}{2 \mu_i} \right]^{1/3} ,$$

$$|C_i|^2 = \left(\frac{N}{V} \right)^{1/3} (e |\mathcal{E}_i| / \hbar^2 \theta_i^2) .$$

La partie imaginaire $\epsilon_2(\omega, \mathcal{E})$ de la constante diélectrique s'écrit alors

$$\epsilon_2(\omega, \mathcal{E}) = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2 \omega^2} \left| \vec{e} \cdot \vec{P}_{cv} \right|^2 \frac{e^2 |\mathcal{E}_x \mathcal{E}_y \mathcal{E}_z|}{\hbar^6 \theta_x^2 \theta_y^2 \theta_z^2} \times$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dE_x dE_y dE_z A_i^2 \left(\frac{-E_x}{\hbar \theta_x} \right) \cdot A_i^2 \left(\frac{-E_y}{\hbar \theta_y} \right) \cdot A_i^2 \left(\frac{-E_z}{\hbar \theta_z} \right) \cdot \delta(E_g + E_x + E_y + E_z - \hbar \omega) .$$

En calculant $\Delta \epsilon_2(\mathcal{E}) = \epsilon_2(\mathcal{E}) - \lim_{\mathcal{E} \rightarrow 0} \epsilon_2(\mathcal{E})$ on obtient suivant le type de points critiques ⁽²²⁾

$$\Delta \varepsilon_2(\omega, \theta) = \begin{cases} + \frac{B \theta}{\omega^2} F(\pm n) \\ \frac{B \theta}{\omega^2} G(\pm n) \end{cases}^{1/2}$$

où $F(n)$ et $G(n)$ sont les fonctions électrooptiques (19) (figure A).

$$F(n) = \pi [A_1'^2(n) - n A_1^2(n)] - (-n)^{1/2} u(-n)$$

$$G(n) = \pi [A_1'(n) B_1(n) - n A_1(n) B_1(n)] + n^{1/2} u(n)$$

$u(n)$ est la fonction de HEAVISIDE et B_1 est la fonction d'Airy définie par⁽¹⁾

$$B_1(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty ds \left[\exp(-s^3/3 + xs) - \sin(\frac{1}{3}s^3 + xs) \right].$$

$$\text{et } \frac{B\theta^{1/2}}{\omega} = \frac{2e^2 |\vec{e} \cdot \vec{P}_{cv}(0)|^2}{m^2 \omega^2 \hbar} \frac{8 |\mu_x \mu_y \mu_z|^{1/2}}{\hbar^3} \cdot \theta^{1/2}.$$

En tenant compte du paramètre d'élargissement Γ est donné par

$$\eta = \frac{\hbar\omega - E_g + i\Gamma}{\hbar\theta}$$

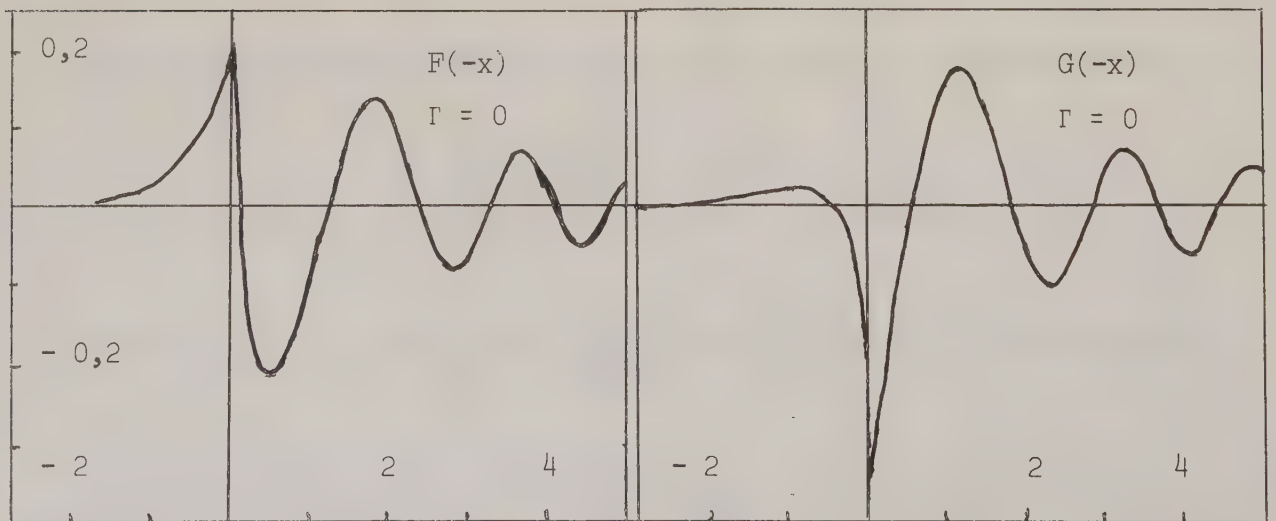


Figure A

TABLE DES MATIERES

	Page
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I : PROPRIETES OPTIQUES DU CRISTAL NON PERTURBE</u>	
I.1 - Les constantes optiques	5
I.2 - Processus d'absorption - Théorie à un électron Cristal parfait rigide	6
I.3 - Transitions indirectes	15
I.4 - Paramètre d'élargissement Γ	16
I.5 - Modèle excitonique	18
<u>CHAPITRE II : PROPRIETES OPTIQUES DU CRISTAL PERTURBE PAR UN CHAMP ELECTRIQUE</u>	
II.1 - Introduction	25
II.2 - Effet d'un faible champ sur le tenseur diélectrique	25
II.3 - Expression de $\Delta\epsilon_{ij}$ au voisinage d'un point critique	31
II.4 - Condition de validité	33
II.5 - Relations entre $\Delta\epsilon_{ij}$ et les variations ΔR du pouvoir réflecteur	37
II.6 - Expression de $\frac{\Delta R}{R}$ en fonction de χ_{ijkl}	41
II.7 - Détermination de l'énergie E_g de la transition interbande et du paramètre d'élargissement Γ	42

CHAPITRE III : METHODE EXPERIMENTALE ET DISPOSITIF DE
MESURE

III.1 - Dispositifs d'application du champ électrique	49
III.2 - Champ électrique superficiel - Applications aux conditions de l'électroréflexion	51
III.3 - Dispositif de mesure	60

CHAPITRE IV : SPECTRES D'ELECTROREFLEXION DU GERMANIUM
AU VOISINAGE DE LA TRANSITION E_0

IV.1 - Introduction	67
IV.2 - Préparation des échantillons	71
IV.3 - Spectres à faible champ électrique	73
IV.4 - Effets du paramètre d'élargissement : spectres à basse température	85
IV.5 - Comparaisons avec les spectres d'électroréflexion obtenus antérieurement	86

CHAPITRE V : SPECTRES D'ELECTROREFLEXION DU GERMANIUM SOUS
CONTRAINTES UNIAXIALES

V.1 - Effet d'une contrainte uniaxiale sur la bande de valence du germanium en $k = 0$	95
V.2 - Intensité des transitions	103
V.3 - Dispositif expérimental	105
V.4 - Résultats expérimentaux et interprétation	111
1) $X_{ } [0,0,1]$ température ambiante	112
2) $X_{ } [1,1,1]$ température ambiante	113
3) $X_{ } [1,1,1]$ basse température $T = 40^\circ K$	114
V.5 - Spectres à très basse température	115

CHAPITRE VI : CONTRIBUTION A L'ETUDE DES ALLIAGES TERNAIRES
SEMI-CONDUCTEURS. ELECTROREFLEXION DE L'ALLIAGE
TERNAIRE $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$.

VI.1 - Approximation du cristal virtuel	145
VI.2 - Modèle diélectrique des alliages semi-conducteurs	147
VI.3 - Résultats expérimentaux	150
1) Introduction	150
2) Forme générale des spectres	151
3) Transitions E_0 , $E_0+\Delta_0$, E_1 et $E_1+\Delta_1$ des composés purs	151
4) Transitions E_0 , $E_0+\Delta_0$, E_1 et $E_1+\Delta_1$ de l'alliage $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$	152
5) Structures aux hautes énergies	154
VI.4 - Interprétations des résultats expérimentaux	
1) Paramètre d'élargissement Γ	171
2) Comparaison avec la théorie diélectrique	172
<u>CONCLUSION</u>	175
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	179
<u>APPENDICE</u>	185
<u>TABLE DES MATIERES</u>	187

